

MASTERARBEIT

Aufbau und Charakterisierung eines InGaAs Strahlungsthermometers mit erhöhter Empfindlichkeit

eingereicht von:

Jonas Bories

✉ [entfernt]

Matrikelnummer: [entfernt]

Gutachter:

Dr. Ingmar Müller

✉ ingmar.mueller@ptb.de

Prof. Dr. Paul Fumagalli

✉ paul.fumagalli@fu-berlin.de

Betreuer:

Dr. Ingmar Müller

✉ ingmar.mueller@ptb.de

Freie Universität Berlin - Fachbereich Physik - AG Fumagalli

PTB Berlin - AG 7.32 Infrarot-Strahlungsthermometrie

Berlin, den 16. Januar 2020

Eidesstattliche Erklärung

Ich, Jonas Bories, erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Aufbau und Charakterisierung eines InGaAs Strahlungsthermometers mit erhöhter Empfindlichkeit“ selbständig verfasst habe.

Ich versichere, dass:

- ich ohne Verwendung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel gearbeitet habe,
- ich die Übernahme wörtlicher oder sinngemäßer Zitate aus der Literatur sowie die Verwendung der Daten und Gedanken anderer Autoren an den entsprechenden Stellen innerhalb der Arbeit gekennzeichnet habe,
- ich diese Arbeit zu keiner anderen Prüfung vorgelegt und auch nicht veröffentlicht habe.

Ort, Datum

Unterschrift

„Danken möchte ich in erster Linie meinem Betreuer, Herrn Dr. Ingmar Müller, für seine Unterstützung und sein kritisches Hinterfragen, aus dem an vielen Stellen während meiner Arbeit ein tieferes Verständnis entstand. Für die Betreuung und Begutachtung seitens der FU Berlin danke ich Herrn Prof. Dr. Paul Fumagalli. Besonderen Dank schulde ich außerdem Berndt Gutschwager für etliche Gespräche und Literaturhinweise, sowie Julian Gieseler für seine Hilfe in der Numerik. Meiner Freundin Dorothee Schuster danke ich für ihr aufmerksames Korrekturlesen und ihre konstruktiven Anmerkungen. Schließlich danke ich der PTB Berlin für die Ermöglichung der Masterarbeit.“

Kurzzusammenfassung

Die Temperatur ist eine wichtige physikalische Größe und die am häufigsten gemessene verfahrenstechnische Messgröße, annähernd alle technisch relevanten Prozesse und Stoffeigenschaften sind temperaturabhängig. Daher besteht seitens der Wissenschaft und der Industrie ein großes Interesse an genauen und stabilen Temperaturmessverfahren und Messgeräten für eine Vielzahl verschiedener Messaufgaben. So auch im Bereich der Strahlungsthermometrie, bei der zur Rückführung auf die ITS-90 hochpräzise Transfermessinstrumente notwendig sind. In dieser Arbeit wurde ein Strahlungsthermometer mit einer InGaAs-Fotodiode auf dem aktuellen Stand der verfügbaren Detektortechnologie entwickelt, gefertigt und charakterisiert. Es ermöglicht eine hochpräzise Transfermessung zwischen verschiedenen Strahlungsquellen und Strahlungsempfängern. Dazu wird für das Strahlungsthermometer eine Referenzfunktion, basierend auf dem Planckschen Strahlungsgesetz, aufgestellt und parametrisiert. Das neue Strahlungsthermometer weist im Vergleich zu dem bisher eingesetzten Transferinstrument eine deutlich erhöhte Detektivität auf und erweitert den Temperaturmessbereich am unteren Ende von derzeit 150 °C auf 80 °C.

Inhaltsverzeichnis

Eidesstattliche Erklärung	iii
Kurzzusammenfassung	v
Abbildungsverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xi
Symbole und Abkürzungen	xiii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Struktur der Arbeit	2
2 Grundlagen	3
2.1 Temperatur	3
2.1.1 Definition und Skalen	3
2.1.2 Temperaturmesstechnik	4
2.2 Strahlungsthermometrie	6
2.2.1 Strahlungsphysikalische Größen	6
2.2.2 Strahlung realer Körper	8
2.2.3 Strahlungssensoren	9
3 Messaufbau und Charakterisierung	11
3.1 Design des Strahlungsthermometers	11
3.1.1 Auswahl des Strahlungsempfängers	11
3.1.2 Umgebung des Strahlungsempfängers	14
3.2 Messaufbau	17
3.2.1 Beschreibung des Messplatzes	17
3.2.2 Beschreibung der Strahlungsquellen	19
3.3 Durchführung der Messungen	20
3.3.1 Beschreibung des Messprozesses	20
3.3.2 Auswertung der Messdaten	21
3.4 Charakterisierung	22
3.4.1 Aufstellen der Referenzfunktion	22
3.4.2 Bestimmung der Parameter der Referenzfunktion	24
4 Ergebnisse	25
4.1 Verstärkungsfaktoren des I/U-Wandlers	25
4.2 Kalibrierpunkte der Referenzfunktion	27
4.3 Vollständige Referenzfunktion	28

4.4	Size-of-Source-Effekt (SSE)	32
4.5	Messunsicherheitsbudget	34
4.6	Messung der Strahlertemperatur 80 °C	38
4.7	Vergleich mit dem Vorgängermodell	41
5	Zusammenfassung und Ausblick	43
5.1	Zusammenfassung	43
5.2	Ausblick	44
	Literaturverzeichnis	I

Abbildungsverzeichnis

3.1	Verlauf der spektralen Strahldichte verschiedener Strahlungstemperaturen im interessanten Temperaturbereich mit eingetragener Schwerpunktwellenlänge $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ (senkrechte schwarze Linie), linear und logarithmisch skaliert	12
3.2	Typische Verläufe der spektralen Empfindlichkeit einer aktuellen InGaAs-Fotodiode und der Transmission des antireflexbeschichteten Fensters, aufgetragen über der Wellenlänge, Quelle: [32]	13
3.3	Schematische Darstellung der Funktionskomponenten des LF-IRRT III, nummeriert entlang der optischen Achse vom Detektor in Richtung der Strahlungsquelle	14
3.4	Transmissionsverlauf des Interferenzfilters, oben: gesamte Messung logarithmisch skaliert, unten: Ausschnitt am Transmissionsmaximum linear skaliert	15
3.5	Fotografie des LF-IRRT III auf dem Positioniersystem des Infrarot-Kameramessplatzes, im Hintergrund sind das Heitronics TRT II sowie eine Infrarot-Kamera zu sehen	16
3.6	Infrarot-Kameramessplatz, im Vordergrund ist das Positioniersystem mit den Detektoren zu sehen, im Hintergrund stehen die Wärmerohr-Hohlraumstrahler, rechts am Bildrand steht der Großflächen-Kalibrierstrahler	17
3.7	Schematische Anordnung der Strahlungsthermometer und Kameras in Blau auf dem Positioniersystem in Cyan vor den Strahlungsquellen in Rot am Infrarot-Kameramessplatz	18
3.8	LF-IRRT III vor dem Cäsiumwärmerohrstrahler am Niedertemperaturmessplatz	18
3.9	Prinzipskizze eines Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, das Wärmerohr schließt mit der Kavität wesentlich näher an der Blende ab als hier dargestellt, Quelle: Arbeitsanweisung AG 7.32	19
3.10	Schematische Darstellung der Messgrößenwandlungen als Kette entlang der beteiligten Messhardware	20
3.11	Minimum der mittleren Temperaturdifferenz, geplottet über die Start- und Endwellenlängen λ_1, λ_2	24
a	$(\lambda_1 = 1,55 \mu\text{m}, \lambda_2 = 1,65 \mu\text{m}) \pm 0,05 \mu\text{m}$	24
b	Ausschnitt des Bereiches der Minima	24
4.1	Verlauf der Temperaturabweichungen der Referenzfunktion (grün) und der Sakuma-Hattori-Gleichung (rot) für das LF-IRRT III . .	29
4.2	Funktionsverläufe der Modellbeschreibungen des LF-IRRT III, linear und logarithmisch skaliert	31

4.3	Verlauf des SSE (dem relativen Signal) über dem Quellenblenden-	
	durchmesser	33
4.4	Verlauf der rauschleistungsbedingten Untergrenze der NETD (blaue	
	Linie) und gemessene NETD der Kalibrierpunkte des LF-IRRT III	
	(schwarze Kreuze), aufgetragen über der Temperatur	39
a	linear skaliert	39
b	logarithmisch skaliert	39

Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten der Wärmerohr-Hohlraumstrahler am Infrarot-Kameramessplatz der AG 7.32	19
4.1	Fotoströme zur Bestimmung der Verhältnisse zweier benachbarter Verstärkungsfaktoren i und j	26
4.2	Messergebnisse der Kalibrierpunkte, bestehend aus der Strahlertemperatur T_{SPRT} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und der verwendeten Verstärkung des I/U-Wandlers	27
4.3	abgeleitete Messdaten der Kalibrierpunkte zur Verarbeitung in der Charakterisierung, bestehend aus der Strahlertemperatur T_{90} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und seinen Streumaßen	28
4.4	Einzel- und Mittelwerte der Temperaturabweichungen der Modellbeschreibungen des LF-IRRT III	30
4.5	Messergebnisse zur Untersuchung des SSE, bestehend aus dem Blendendurchmesser d , der Strahlertemperatur T_{90} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und seinem auf die erste Messung normierten Wert $\bar{I}_{P,\text{norm}}(T, d)$	34
4.6	Unsicherheiten u_{BB} ($k = 1$) der verwendeten Wärmerohr-Hohlraumstrahler bei $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$	37
4.7	Messunsicherheitsbudget des LF-IRRT III, u_c beinhaltet die einfache Standardmessunsicherheit ($k = 1$), die theoretischen Werte für 80°C sind auf eine Messzeit von einer Sekunde bezogen und mit einem * gekennzeichnet	38
4.8	Messergebnisse für 80°C , bestehend aus der Strahlertemperatur T_{SPRT} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und der verwendeten Verstärkung des I/U-Wandlers	40
4.9	abgeleitete Größen der Messergebnisse für 80°C , bestehend aus der Strahlertemperatur T_{90} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, der ermittelten Strahlungstemperatur T_{Ref} mit der dazugehörigen NETD und der resultierenden Temperaturabweichung	40
4.10	Vergleich der Temperaturabweichungen der Modellbeschreibungen des LF-IRRT III (links) zum LF-IRRT II (rechts)	41

Symbole und Abkürzungen

Symbol	Bedeutung	Einheit / Wert
A	Fläche	m^2
A_D	Detektorfläche	cm^2
a	hemisphärischer Gesamt-Absorptionsgrad	-
a_λ	spektraler Absorptionsgrad	-
b	Wiensche Verschiebungskonstante	$2,897\,771\,955 \dots \cdot 10^{-3} \text{ m K}$
c	spezifische Wärmekapazität	$\text{J/kg}\cdot\text{K}$
c_0	Lichtgeschwindigkeit (im Vakuum)	$2,997\,924\,58 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
c_1	1. Strahlungskonstante ($2\pi hc_0^2$)	$3,741\,771 \dots \cdot 10^{-16} \text{ W/m}^2$
c_2	2. Strahlungskonstante (hc_0/k_B)	$1,438\,776 \dots \cdot 10^{-2} \text{ m K}$
d	Durchmesser	m
D^*	Detektivität	$\text{cm}\cdot\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$
E	Bestrahlungsstärke	W/m^2
E_λ	spektrale Bestrahlungsstärke	$\text{W/m}^2\cdot\mu\text{m}$
G	Gerätekonstante	$\text{A}\cdot\text{m}^2\cdot\text{sr}/\text{W}$
h	Plancksches Wirkungsquantum	$6,626\,070\,15 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
I	elektrische Stromstärke	A
I_P	Fotostrom	A
I	Strahlstärke	W/sr
K	Bestrahlungsdichte	$\text{W/m}^2\cdot\text{sr}$
K_λ	spektrale Bestrahlungsdichte	$\text{W/m}^2\cdot\mu\text{m}\cdot\text{sr}$
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,380\,649 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
l	Länge	m
L	Strahldichte	$\text{W/m}^2\cdot\text{sr}$
L_ν	frequenzabhängige spektrale Strahldichte	$\text{W/m}^2\cdot\text{Hz}\cdot\text{sr}$
$L_{\nu,S}$	frequenzabhängige spektrale Strahldichte des Schwarzkörperstrahlers	$\text{W/m}^2\cdot\mu\text{m}\cdot\text{sr}$
L_λ	wellenlängenabhängige spektrale Strahldichte	$\text{W/m}^2\cdot\mu\text{m}\cdot\text{sr}$
$L_{\lambda,S}$	wellenlängenabhängige spektrale Strahldichte des Schwarzkörperstrahlers	$\text{W/m}^2\cdot\mu\text{m}\cdot\text{sr}$
m	Masse	kg
M	spezifische Ausstrahlung	W/m^2
M_λ	spektrale spezifische Ausstrahlung	$\text{W/m}^2\cdot\mu\text{m}$
$n(\nu)$	spektrale Modendichte	$1/\text{Hz}\cdot\text{m}^3$
NETD	rauschäquivalente Temperaturabweichung	K
p	Druck	Pa
P	Leistung	W
$P_{\text{Rä},n}$	normierte äquivalente Rauschleistung	$\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$

Q	Wärmemenge	J
\dot{Q}	Wärmestrom	W
r	Radius	m
R	elektrischer Widerstand	Ω
S_D	Empfindlichkeit	V/w oder A/w
SSE	Size of Source Effekt	-
t	Zeit	s
T	thermodynamische Temperatur	K
T_{90}	ITS-90 rückgeführte Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
U	elektrische Spannung	V
U_D	digitalisierte elektrische Spannung	V
\overline{W}_{ν}	mittlere Energie pro Mode	J
w_{ν}	spektrale Energiedichte	$\text{J}/\text{Hz}\cdot\text{m}^3$
X_A	Ausgangsgröße oder Ausgangssignal, allgemein	V oder A
$X_{R,\text{eff}}$	Effektivwert des Rauschsignals	V oder A
$X_{S,\text{eff}}$	Effektivwert des Signals	V oder A
β	Polarwinkel	rad
$\Delta\nu_{\text{Cs}}$	Frequenz des ungestörten Übergangs zwischen den Hyperfeinstrukturniveaus von Cs-133	9 192 631 770 Hz
Δf	Bandbreite	Hz
ε	hemisphärischer Gesamt-Emissionsgrad	-
ε_{λ}	hemisphärischer spektraler Emissionsgrad	-
ε'_{λ}	gerichteter spektraler Emissionsgrad	-
ϑ	Temperatur in Grad Celsius ($\vartheta = T - 273,15 \text{ K}$)	$^{\circ}\text{C}$
λ	Wellenlänge	μm
ν	Frequenz	Hz
τ	Transmissionsgrad	-
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$5,670\,374 \dots \cdot 10^{-8} \text{ W}/\text{m}^2\cdot\text{K}^4$
ϕ	Strahlungsleistung	W
ϕ_{eff}	Effektivwert der Strahlungsleistung	W
φ	Azimutwinkel	rad
Ω	Raumwinkel	sr

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) wurde 1887 als weltweit erstes nationales Metrologieinstitut unter dem Namen Physikalisch-Technische Reichsanstalt (PTR) in Berlin-Charlottenburg durch Werner von Siemens und Hermann von Helmholtz gegründet^[1]. Von Beginn an bestand ein wesentlicher Forschungsschwerpunkt der PTR in der experimentellen Untersuchung der Strahlung schwarzer Körper sowie in der theoretischen Arbeit an den Gesetzen der Wärmestrahlung. In Folge dessen sind an der PTR viel beachtete Veröffentlichungen zur Radiometrie entstanden und mit Wilhelm Wien und Max Planck nicht zuletzt zwei Nobelpreisträger für Physik hervorgegangen. Die PTR wurde nach dem zweiten Weltkrieg mit einem neuen Standort in Braunschweig und dem historischen Standort in Berlin zwischen 1945 und 1953 als PTB neugegründet und neu strukturiert. Heute ist die PTB als nationales Metrologieinstitut mit der im Grundgesetz verankerten, hoheitlichen Aufgabe betraut, die Einheitlichkeit des Messwesens in Deutschland sicherzustellen^[2]. In diesem Aufgabenspektrum befasst sich der Fachbereich 7.3 (Detektorradiometrie und Strahlungsthermometrie) der PTB in Berlin mit der Darstellung und Weitergabe der Internationalen Temperaturskala ITS-90 mit strahlungsthermometrischen Methoden^[3]. Die ITS-90 ist eine gut reproduzierbare Temperaturskala zur weltweit einheitlichen und vergleichbaren Temperaturmessung mit möglichst geringen Messunsicherheiten^[4]. Zum Zweck ihrer Darstellung und Weitergabe mit strahlungsthermometrischen Methoden werden unter Anderem Wärmerohr-Hohlraumstrahler verschiedener Bauart als nationale Normale zur Erzeugung von Schwarzkörperstrahlung betrieben. Zum Vergleich der rückgeführten Schwarzkörperstrahler untereinander und mit anderen Strahlungsquellen, sowie für den Vergleich und die Kalibrierung von Strahlungsthermometern und Strahlungstemperaturnormalen und weiteren Anwendungen, wie zum Beispiel der Charakterisierung von Infrarotkamarasystemen, ist in der Arbeitsgruppe 7.32 (Infrarot-Strahlungsthermometrie) ein Transferinstrument notwendig. Die neusten Entwicklungen im Bereich der InGaAs-Fotodioden motivieren die Überarbeitung und Verbesserung des Designs eines im Labor bestehenden Strahlungsthermometers unter Verwendung einer aktuellen InGaAs-Fotodiode mit einer Schwerpunktwellenlänge von $1,6\text{ }\mu\text{m}$. Das Ziel des Neubaus ist die Erweiterung der Untergrenze des Messbereiches von derzeit 150°C auf 80°C . Diese Messbereichserweiterung ermöglicht eine wesentlich bessere Abdeckung des Temperaturbereiches der vorhandenen Strahlungsquellen am Infrarot-

Kameramessplatz der Arbeitsgruppe 7.32, insbesondere des Wasserwärmerohr-Hohlraumstrahlers.

1.2 Struktur der Arbeit

Im folgenden Kapitel werden die allgemeinen Zusammenhänge der Temperaturmessung und ein Überblick zu den üblichen Temperaturmessverfahren zusammengefasst. Darüber hinaus werden die Grundlagen der Strahlungsthermometrie wiedergegeben. Nachfolgend sind im dritten Kapitel die Details zum Messaufbau, beginnend mit dem Strahlungsthermometer selbst, über den Messplatz, bis hin zum Messprozess und der Auswertung der Messdaten gegeben. Den Abschluss dieses Kapitels bildet die Beschreibung des Charakterisierungsprozesses, welcher als wesentliches Resultat die Parameter einer Referenzfunktion liefert. Diese Funktion beschreibt den Zusammenhang zwischen der empfangenen Strahlungsleistung von einer einzelnen Strahlungsquelle und dem erzeugten Fotostrom des Strahlungsthermometers. Die Ergebnisse umfassen eine Messreihe zur Quantifizierung der Verstärkung des Fotostroms und die Messungen der Kalibrierpunkte. Anhand der Kalibrierpunkte wird neben der Bestimmung der Referenzfunktion zum Vergleich eine etablierte Näherungsmethode zur Kalibrierung von Strahlungsthermometern durchgeführt und deren Charakterisierungsqualität miteinander verglichen. Die Ergebnisse werden mit der Untersuchung und Quantifizierung des Size-of-Source-Effektes sowie einer Betrachtung der Messunsicherheiten ergänzt. Abschließend werden die Ergebnisse diskutiert und ein Ausblick zum Einsatz des Strahlungsthermometers gewährt. Auf Stichpunkte reduziert, lauten die praktischen Arbeitsbestandteile wie folgt:

- Aufbau und Inbetriebnahme des Strahlungsthermometers
- Bestimmung der Widerstandsverhältnisse des I/U-Wandlers
- Durchführung von Messungen an den Wärmerohr-Hohlraumstrahlern
- Charakterisierung des Strahlungsthermometers durch Bestimmung der Referenzfunktion und Vergleich mit einer etablierten Näherungsmethode
- Untersuchung und Bestimmung des Size-of-Source-Effektes
- Bestimmung der Messunsicherheiten und Aufstellung des Messunsicherheitsbudgets
- Nachweis der Messbarkeit der Strahlungstemperatur 80 °C

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Temperatur

2.1.1 Definition und Skalen

Die thermodynamische Temperatur T ist eine Basisgröße im SI, dem internationalen System physikalischer Größen. Seine Einheit in der heutigen Form, das Kelvin, sowie das dazugehörige Einheitensymbol 'K' wurde 1967 auf der 13. Generalkonferenz für Maß und Gewicht in der Resolution 3 festgelegt [5]. Auf derselben Konferenz wurde in Resolution 4 der Wert eines Kelvin mit dem 273,16-ten Teil des Tripelpunktes von Wasser definiert [6]. Der Tripelpunkt eines Stoffes ist in der Thermodynamik als eindeutiger Zustand definiert, in welchem sich die feste, flüssig und gasförmige Phase des Systems im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Diese Definition des Kelvin impliziert neben dem Tripelpunkt von Wasser mit 273,16 K als zweiten Fixpunkt den absoluten Nullpunkt mit der thermodynamischen Temperatur von 0 K. Zuvor waren Angaben in '°K' oder 'deg' in Gebrauch und die Definition über das Temperaturintervall zwischen Gefrierpunkt und Siedepunkt von Wasser bei Normaldruck realisiert.

Seit dem 20. Mai 2019 gilt, neben zahlreichen Änderungen an anderen Basisgrößen, die aktuelle Neudefinition des Kelvin (2.1). Dieses wird in Resolution 1 der 26. Generalkonferenz für Maß und Gewicht auf die Boltzmann-Konstante k_B zurückgeführt. Im selben Beschluss wurde dazu der Wert der Boltzmann-Konstante auf $k_B = 1,380\,649 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ festgelegt. Ziel der Neudefinitionen ist es, alle physikalischen Basisgrößen im SI anstelle über die bisher teilweise verwendeten Maßverkörperungen vollständig mittels verschiedener Naturkonstanten zu definieren [7].

Die aktuelle Definition der thermodynamischen Temperatur:

$$\begin{aligned}
 1 \text{ K} &= \frac{1,380\,649 \cdot 10^{-23} \text{ J}}{k_B} = \frac{1,380\,649 \cdot 10^{-23}}{k_B} \cdot \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2} \\
 &= \frac{1,380\,649 \cdot 10^{-23}}{k_B} \cdot \frac{h \Delta\nu_{\text{Cs}}}{(6,626\,070\,15 \cdot 10^{-34}) \cdot (9\,192\,631\,770)}
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Als Folge dieser Neudefinition verliert der Tripelpunkt von Wasser seine herausragende Bedeutung als exakter Wert. Er ist nun ein unsicherheitsbehafteter Fixpunkt unter vielen, die zur Konstruktion der internationalen Temperaturskala verwendet werden.

Die unmittelbare Messung der thermodynamischen Temperatur stellt hohe Anforderungen an den Messprozess und setzt genaue Kenntnis über alle Abhängigkeiten und Wechselwirkungen der Temperatur mit anderen physikalischen Größen voraus. Bei der überwiegenden Zahl der unmittelbaren Temperaturmessverfahren können diese Bedingungen nicht erfüllt werden. Aus diesem Grund kommt in der Praxis eine internationale Temperaturskala zum Einsatz, die mit robusten, mittelbaren Messverfahren definiert ist und an die thermodynamische Temperaturskala angenähert wird [8, S.95ff]. Diese Annäherung besteht primär aus einer Liste von Fixpunkten (Erstarrungs- und Tripelpunkten) verschiedener Stoffe. Über den Temperaturbereich der Fixpunkte hinaus basiert die Annäherung auf der Strahlungsthermometrie. Zwischen den Temperaturen der Fixpunkte kommen Interpolationsmessinstrumente zum Einsatz, die mit ihren zugrunde liegenden Messverfahren den Teilintervallen im Definitionsbereich zugeordnet sind. Die Internationale Temperaturskala wird seit 1927 (ITS-27) regelmäßig weiterentwickelt und vom Internationalen Komitee für Maß und Gewicht (CIPM) zur Verwendung verbindlich vereinbart. Der bereits erwähnte Tripelpunkt von Wasser wird erst seit der Internationalen Praktischen Temperaturskala von 1968 (IPTS-68) als Fixpunkt verwendet [9]. In der aktuellen Version von 1990 (ITS-90) ist die Annäherung im Bereich von 13,8033 K (Tripelpunkt von Wasserstoff) bis 1357,77 K (Erstarrungspunkt von Kupfer bei Normaldruck) durch Fixpunkte gegeben. Überlappend von 1234,93 K (Erstarrungspunkt von Silber bei Normaldruck) bis 1357,77 K und darüber hinaus ist eine Temperaturdarstellung als verhältnisradiometrische Extrapolation festgelegt [10]. Die Grundlage dieser strahlungsthermometrischen Methode ist das **Plancksche Strahlungsgesetz** [11], für dessen Formulierung im Zusammenhang mit der Quantisierung emittierter Strahlungsenergie Max Planck der Nobelpreis 1918 zugesprochen und 1919 verliehen wurde [12]. Zu niedrigeren Temperaturen bis 0,65 K ist eine Näherung der Dampfdruckkurve von Helium-3 und Helium-4 als Polynom neunten Grades gegeben [13]. Neben der ITS-90 existieren verbesserte Skalen in Teilintervallen, zum Beispiel die Provisional Low Temperature Scale von 2000 (PLTS-2000) mit einem Darstellungsbereich bis 0,9 mK [14].

2.1.2 Temperaturmesstechnik

Die Grundlagen der Temperaturmesstechnik werden hier kurz und allgemein gehalten, auf die Grundlagen der Strahlungsthermometrie geht das folgende Kapitel detailliert ein.

Die Temperatur eines Systems ist eine intensive Zustandsgröße, die aufgrund der fehlenden Additivität intensiver Zustandsgrößen prinzipiell nicht direkt gemessen werden kann [15, Kap.2.1/2.3]. Bei der Temperaturmessung werden also stets Abbildungen auf extensive Größen des betrachteten Systems verwendet, die zudem in der Praxis hinreichend genau reproduzierbar sein müssen. Die Temperaturmessverfahren werden in zwei dualen Kategorien voneinander abgegrenzt. Die erste Kategorie unterscheidet zwischen primären und sekundären Messverfahren. Ein primäres Messverfahren zeichnet sich dadurch aus, dass die extensive Größe, auf welche die Temperatur abgebildet wird, nur mit Naturkonstanten, nicht stoff- oder temperaturabhängigen Zustandsgrößen und der Temperatur selbst dargestellt wird [15, Kap.2.3]. Das ist beispielsweise bei der Gasthermometrie der Fall,

die auf der Zustandsgleichung idealer Gase^[16] basiert oder bei der Strahlungsthermometrie, basierend auf dem Planckschen Strahlungsgesetz. Weitere primäre Temperaturmessverfahren sind die Rauschthermometrie^{[17][18]}, basierend auf dem thermischen Rauschen oder die akustische Temperaturmessung, basierend auf der temperaturabhängigen Schallgeschwindigkeit in einem idealen Gas. Die Gleichungen, welche den primären Temperaturmessverfahren zugrunde liegen, gelten stets für ideale Bedingungen, die praktisch nur im Labor und mit erheblichem experimentellem Aufwand sichergestellt werden können. Sekundäre Temperaturmessverfahren beinhalten in ihren Abbildungsgleichungen stoff- und/oder temperaturabhängige Zustandsgrößen, die Kennlinien der Sensoren solcher Verfahren müssen durch eine Kalibrierung auf die aktuelle Internationale Temperaturskala (derzeit die ITS-90) zurückgeführt werden. Bekannte Beispiele hierfür sind Widerstandsthermometer aus Platin oder Nickel, verschiedene Thermoelemente oder haushaltsübliche Flüssigkeitsthermometer mit Quecksilber oder Ethanol. Die Kennlinien der sekundären Messverfahren werden abhängig vom Einsatzgebiet und der geforderten Genauigkeit auf mehreren Teilintervallen definiert und dort üblicherweise durch Polynome verschiedenen Grades dargestellt^[4].

Die zweite Kategorie unterteilt die Messverfahren anhand des Ortes, an dem die abgebildete Messgröße erfasst wird. Ist das Messobjekt selbst der Sensor, so gehört das Messverfahren zu den unmittelbaren und man spricht von einem „*medium itself sensor*“. Wird ein externer Sensor thermisch an das Messobjekt gekoppelt, dann wird von einem „*foreign body sensor*“ gesprochen und man nennt das Verfahren mittelbar. Wie schon erwähnt stellen die unmittelbaren Messverfahren hohe Anforderungen an den Messprozess, was ihre Einsatzmöglichkeiten im Alltag einschränkt oder zumindest mit einer hohen Unsicherheit behaftet. Man denke an das Handpyrometer in der Küche oder die Thermometrikamera im Bauwesen ohne genaue Kenntnis der Emissionsgrade der Fassandenbestandteile. Gängige Beispiele für mittelbare Messverfahren sind Berührungsthermoelemente oder Widerstandsthermometer, sie müssen möglichst nahe an den Ort der zu messenden Temperatur am Messobjekt angebracht und thermisch gut gekoppelt werden. Je besser die thermische Koppelung des externen Sensors realisiert ist, desto geringer fällt die Verzögerung des Messsignals auf eine Änderung der Temperatur des Messobjektes aus. Ein *medium itself sensor* misst grundsätzlich verzögerungsfrei. Für alle Messverfahren ist zu beachten, dass eine Temperaturmessung nie an einem Punkt ohne räumliche Ausdehnung stattfinden kann, sondern nur in einem Raumelement, welches zudem zeitlichen und örtlichen Temperaturschwankungen unterliegt. Unter der Annahme, dass ein thermisch inhomogenes Messobjekt vorliegt, kann die Temperatur nur als Mittelwert durch Integration über die Messzeit und über das gemessene Volumen oder die Fläche, seltener entlang einer Strecke, ermittelt werden^[15, Kap.2.2]. Für einen weiterführenden Einstieg in die Temperaturmesstechnik ist neben dem sehr technisch, ingenieurwissenschaftlich abgefassten Fachbuch^[15] außerdem das Einführungswerk^[8] zu empfehlen.

2.2 Strahlungsthermometrie

2.2.1 Strahlungsphysikalische Größen

Jede Oberfläche eines Festkörpers, dessen thermodynamische Temperatur über dem absoluten Nullpunkt liegt, emittiert elektromagnetische Strahlung, dessen Verteilung im Planckschen Strahlungsgesetz beschrieben ist. Die Verteilung beschreibt hierbei die spektrale Abhängigkeit der emittierten Wärmestrahlung. Neben der Temperatur hängt die Verteilung auch von den Stoffeigenschaften und der Oberflächenbeschaffenheit des Körpers ab. Ebenso absorbieren alle Festkörper einen Teil der auf sie eintreffenden elektromagnetischen Strahlung, wobei das Absorptionsvermögen auch hier von der Wellenlänge der eintreffenden Strahlung, sowie den Stoff- und Oberflächeneigenschaften des Körpers abhängt. Fluide emittieren als sogenannte Volumenstrahler nicht nur von ihren Grenzflächen, sondern auch aus ihrem Inneren heraus. Dabei treten Effekte mit diversen Wechselwirkungen und Abhängigkeiten auf, welche für die vorliegende Arbeit keine Relevanz haben. Aus diesem Grund werden die Besonderheiten der Volumenstrahlung hier nicht thematisiert. Zur Beschreibung des Wärmeenergietransportes durch Strahlung sind einige strahlungsphysikalische Größen notwendig, die im Folgenden dargestellt werden.

Die Herleitung der strahlungsphysikalischen Größen beginnt üblicherweise mit der Definition des Schwarzkörperstrahlers und verläuft entlang einer ausführlichen Konstruktion des Planckschen Strahlungsgesetzes. Ein Schwarzkörperstrahler ist nach Gustav Robert Kirchhoff das idealisierte Modell eines isothermen, geschlossenen, optisch dichten Hohlraumes mit der thermodynamischen Temperatur T . Seine emittierte Wärmestrahlung hängt nur von T ab und sein Absorptionsvermögen ist für alle eintreffende elektromagnetische Strahlung maximal^[19]. Für das Plancksche Strahlungsgesetz wird meist als erster Baustein die spektrale Modendichte $n(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$ eines Schwarzkörperstrahlers im thermischen Gleichgewicht hergeleitet^[20, Kap.7.8]. Als zweiter Baustein wird die Energiedichte seiner Hohlraumstrahlung betrachtet^[21, Kap.3.1]. Dabei wird im Strahlungsgesetz von Rayleigh-Jeans^{[22][23]} die Ultraviolett-Katastrophe aufgrund der klassisch angenommenen Gleichverteilung (2.2a) für jede Mode zur Disposition gestellt und über den empirischen Ansatz von Wilhelm Wien (2.2b)^[24] zum thermodynamischen Ansatz von Max Planck (2.2c) hingeführt.

$$\overline{W}_{\nu,\text{RJ}} = k_{\text{B}}T \quad (2.2a)$$

$$\overline{W}_{\nu,\text{Wien}}(\nu, T) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_{\text{B}}T}} \quad (2.2b)$$

$$\overline{W}_{\nu,\text{Planck}}(\nu, T) = \sum_{n=0}^{\infty} nh\nu \cdot \frac{e^{-nh\nu/k_{\text{B}}T}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nh\nu/k_{\text{B}}T}} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_{\text{B}}T} - 1} \quad (2.2c)$$

Die aus dem planckschen Ansatz resultierende spektrale Energiedichte

$$w_{\nu}(\nu, T) d\nu = n(\nu) \overline{W}_{\nu,\text{Planck}}(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 \cdot (e^{h\nu/k_{\text{B}}T} - 1)} d\nu \quad (2.3)$$

ist die Kernaussage des Planckschen Strahlungsgesetzes. Die spektrale Energiedichte $w_\nu(\nu, T)$ beschreibt die Strahlungsenergie, welche von einem beliebigen Punkt im Schwarzkörperstrahler in den gesamten Raumwinkel $\Omega = 4\pi$ sr mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $c \approx c_0$ (in Luft bei Normaldruck) im jeweiligen Frequenzintervall $d\nu$ und bei der jeweiligen thermodynamischen Temperatur T ausgesandt wird. Diese Faktorisierung führt zur ersten praxisrelevanten strahlungsphysikalischen Größe, der **spektralen Strahldichte**

$$L_{\nu,S}(\nu, T) = \frac{c}{4\pi} \cdot w_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2 \cdot (e^{h\nu/k_B T} - 1)} \quad (2.4)$$

In der vollständigen Frequenzdarstellung

$$L_{\nu,S}(\nu, T) \cos(\beta) dA d\nu d\Omega = \frac{2h\nu^3}{c^2 \cdot (e^{h\nu/k_B T} - 1)} \cos(\beta) dA d\nu d\Omega \quad (2.5)$$

beschreibt die spektrale Strahldichte die Strahlungsleistung ϕ , welche unter dem Winkel β zum Normalenvektor von einem Flächenelement dA pro Frequenzintervall $d\nu$ in ein Raumwinkelement $d\Omega$ abgegeben wird. Es handelt sich also um eine gerichtete, spektrale Größe. Die frequenzabhängige Darstellung der spektralen Strahldichte L_ν kann mit Hilfe der Beziehung $c = \lambda \cdot \nu$ in die wellenlängenabhängige Darstellung L_λ (2.7) überführt werden. Dabei ist mit der Funktionaldeterminante ein Griff in den mathematischen Werkzeugkasten notwendig. Das Frequenzdifferential $d\nu$ ist gleich seiner Funktionaldeterminante $\mathcal{J}\nu(\lambda)$ mal dem Wellenlängendifferential $d\lambda$ und es gilt: $d\nu = \mathcal{J}\nu(\lambda) d\lambda = c/\lambda^2 d\lambda$.

$$\mathcal{J}\nu(\lambda) = \left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right| = \left| \frac{d(c/\lambda)}{d\lambda} \right| = \left| \frac{-c}{\lambda^2} \right| \quad (2.6)$$

$$L_{\lambda,S}(\lambda, T) \cos(\beta) dA d\lambda d\Omega = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \cdot (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)} \cos(\beta) dA d\lambda d\Omega \quad (2.7)$$

Von der spektralen Strahldichte werden je nach Anwendung und Sichtweise weitere strahlungsphysikalische Größen abgeleitet [25, Kap.5.1.2]. Die Integration über einen Wellenlängenbereich $d\lambda$ führt zur **Strahldichte** $L_S(T)$ (2.8a), sie beschreibt die gesamte spezifische Strahlungsleistung, welche unter dem Winkel β zum Normalenvektor von einem Flächenelement dA in ein Raumwinkelement $d\Omega$ abgegeben wird. Somit ist die Strahldichte eine gerichtete Gesamtgröße. Die Integration über ein Raumwinkelement $d\Omega$ führt zur **spektralen spezifischen Ausstrahlung** $M_{\lambda,S}(\lambda, T)$ (2.8b), sie beschreibt die spezifische Strahlungsleistung pro Wellenlängenintervall $d\lambda$, welche in den Halbraum über dem Flächenelement dA abgegeben wird. Sie ist eine hemisphärische, spektrale Größe. Beide Integrationen führen zur hemisphärischen Gesamtgröße, der **spezifischen Ausstrahlung** $M_S(T) = d\phi/dA$ (2.8c), also der Strahlungsleistung im gesamten Spektrum, die das Flächenelement dA in den darüberliegenden Halbraum abgibt. Die Gleichheit $M_S(T) = \sigma T^4$ nach Auswertung beider Integrale ist äquivalent zur Aussage des **Stefan-Boltzmann-Gesetzes** [26][27] mit der Stefan-Boltzmann-Konstante

$$\sigma = c_1 \pi^4 / 15 c_2^4.$$

$$L_S(T) = \int_0^\infty L_{\lambda,S}(\lambda, T) d\lambda \quad (2.8a)$$

$$M_{\lambda,S}(\lambda, T) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\beta=0}^{\pi/2} L_{\lambda,S}(\lambda, T) \cos(\beta) d\Omega = \pi \cdot L_{\lambda,S}(\lambda, T) \quad (2.8b)$$

$$M_S(T) = \int_0^\infty M_{\lambda,S}(\lambda, T) d\lambda = \iint_{\Omega} L_S(T) \cos(\beta) d\Omega = \sigma T^4 \quad (2.8c)$$

Analog zu den Größen, welche die Emission von Strahlung beschreiben, sind vier Größen definiert, mit denen absorbierte Strahlungsleistungen bezeichnet werden. Da bei der Betrachtung von eintreffender Strahlung auf ein Flächenelement dA auch eine Überlagerung aus mehreren Strahlungsquellen verschiedener Temperatur an verschiedenen Orten zulässig ist, wird für die Bestrahlungsgrößen im Allgemeinen keine Temperaturabhängigkeit, dafür jedoch eine Einstrahlwinkelabhängigkeit, angenommen [25, Kap.5.1.3]. Die spektrale Bestrahlungsichte $K_\lambda(\lambda, \beta, \varphi)$ (2.9a) beschreibt als gerichtete spektrale Größe die aus einem Raumwinkelement $d\Omega$ eintreffende Strahlungsleistung ϕ auf ein Flächenelement dA pro Wellenlängenintervall $d\lambda$ in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel β . Die Bestrahlungsichte $K(\beta, \varphi)$ (2.9b) ist, analog zur Strahldichte (2.8a), die gerichtete Gesamtgröße nach Integration von (2.9a) über alle Wellenlängen. Die spektrale Bestrahlungsstärke $E_\lambda(\lambda)$ (2.9c) ist die hemisphärische, spektrale Größe nach Integration von (2.9a) über den Halbraum über dem Flächenelement dA . Und die Bestrahlungsstärke E (2.9d) ist die hemisphärische Gesamtgröße nach beiden Integrationen.

$$K_\lambda(\lambda, \beta, \varphi) = \frac{d^3\phi}{dA d\lambda \cos(\beta) d\Omega} \quad (2.9a)$$

$$K(\beta, \varphi) = \int_0^\infty K_\lambda(\lambda, \beta, \varphi) d\lambda \quad (2.9b)$$

$$E_\lambda(\lambda) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\beta=0}^{\pi/2} K_\lambda(\lambda, \beta, \varphi) \cos(\beta) d\Omega \quad (2.9c)$$

$$E = \int_0^\infty E_\lambda(\lambda) d\lambda = \iint_{\Omega} K(\beta, \varphi) \cos(\beta) d\Omega \quad (2.9d)$$

2.2.2 Strahlung realer Körper

Für den Schwarzkörperstrahler gilt: $L_{\lambda,S} = L_{\lambda,S}(\lambda, T)$ also, dass seine spektrale Strahldichte richtungsunabhängig ist und nur von seiner Temperatur und der betrachteten Wellenlänge abhängt. Der einfache Zusammenhang, dass die abgegebene Strahlungsleistung (siehe (2.7)) nur mit dem Abstrahlwinkel β um den Faktor $\cos(\beta)$ abnimmt, ist im **Lambertschen Kosinusetz** [28] beschrieben. Ist das Gesetz erfüllt, so spricht man auch von einem „diffusen Strahler“. Für den allgemeinen Fall der Beschreibung realer Körper und Oberflächen trifft diese Annahme nicht zu. Ist der betrachtete Körper kein diffuser Strahler, so gilt stets: $L_\lambda = L_\lambda(\lambda, \beta, \varphi, T)$. Zudem emittieren und absorbieren reale Körper generell weniger Strahlungsleistung als ein Schwarzkörperstrahler, dies wird durch

diverse Effekte bedingt, welche in Faktoren, den Absorptions- und Emissionsgraden, zusammengefasst werden. Die Definitionen aller Größen dieser Art sollen hier nicht aufgelistet werden, da dies aufgrund der Vielzahl der zu unterscheidenden Fälle unangemessen viel Raum einnehmen würde. Bei Bedarf können die ausführlichen Definitionen zum Beispiel in [25, Kap.5.1.4] und [25, Kap.5.3] nachgeschlagen werden. Grundsätzlich werden Absorptions- und Emissionsgrade immer als Verhältnisse von realer und Schwarzkörperstrahlung unter den ansonsten selben Bedingungen definiert. Als Beispiel sei der **gerichtete, spektrale Emissionsgrad** $\varepsilon'_\lambda(\lambda, \beta, \varphi, T)$ (2.10) genannt. Er beschreibt die Richtungs- und Wellenlängenabhängigkeit der emittierten Strahlungsleistung einer Stoffprobe mit definierter Oberfläche bei der thermodynamischen Temperatur T anhand der Verhältnissbildung der spektralen Strahldichten der Stoffprobe mit der des Schwarzkörperstrahlers.

$$\varepsilon'_\lambda(\lambda, \beta, \varphi, T) := \frac{L_\lambda(\lambda, \beta, \varphi, T)}{L_{\lambda,S}(\lambda, T)} \quad (2.10)$$

2.2.3 Strahlungssensoren

Strahlungsthermometer werden anhand der Bauart und des zugrundeliegenden physikalischen Funktionsprinzip ihres Sensors, dem eigentlichen Strahlungsempfänger, sowie anhand den damit korrelierenden Leistungskennwerten kategorisiert [15, Kap.13.9.1]. Die wichtigsten Kennwerte eines Strahlungssensors sind seine spektrale Empfindlichkeit $S_D(\lambda) = dX_A/d\phi$ als Maß für die Änderung des Ausgangssignals X_A mit der absorbierten Strahlungsleistung ϕ im jeweiligen Spektralbereich und seine Empfindlichkeitsgrenze für die geringstmöglich nachweisbare Strahlungsleistung. Für diese Empfindlichkeitsgrenze sind zwei eng zusammenhängende Kennwerte üblich [15, Kap.13.9.2]. Die normierte, äquivalente Rauschleistung $P_{R\ddot{a},n} = \phi_{\text{eff}}/\sqrt{\Delta f} \cdot X_{R,\text{eff}}/X_{S,\text{eff}}$ (oder „noise equivalent power“ / NEP im englischen) ist das Produkt aus der auf die Wurzel der Messbandbreite Δf normierten, effektiven Strahlungsleistung ϕ_{eff} und dem Verhältnis der Ausgangsgrößen des Rausch- oder Dunkelsignals $X_{R,\text{eff}}$ und dem Hellsignal $X_{S,\text{eff}}$. Die Detektivität $D^* = \sqrt{A_D}/P_{R\ddot{a},n}$ ist der Kehrwert der Normierung der Rauschleistung auf die Wurzel der Detektorfläche A_D . Wenn das Strahlungsthermometer die gesamte zu messende Wärmestrahlung auf den Sensor leiten kann, wird die Bauart als Gesamtstrahlungsthermometer bezeichnet. Im Gegensatz dazu kann der zum Sensor gelangende Teil des Spektrums auch gezielt mit einem Filter eingegrenzt werden. Ziel der Begrenzung des Spektrums ist die Reduzierung von störenden Einflüssen, wie zum Beispiel einer Hintergrundstrahlung oder der spektral unterschiedlichen Absorption in der Atmosphäre [15, Kap.13.4]. Liegt die begrenzte spektrale Bandbreite in der Größenordnung vom Faktor (0,02 ... 0,05) der Schwerpunktwellenlänge, so ist von einem Spektral-Strahlungsthermometer die Rede. Bei größeren Bandbreiten wird von einem Bandstrahlungsthermometer gesprochen. Die Bauarten werden weiterhin grob nach Quantendetektoren und thermischen Detektoren unterschieden. Quantendetektoren „zählen“ die absorbierten Photonen und haben dementsprechend innerhalb ihres Spektralbereiches eine mit der Wellenlänge proportional ansteigende Empfindlichkeit, bis zu einer Grenzwellenlänge, bei der die

Energie eines einzelnen Photons nicht mehr ausreicht, um die Bandlücke des verwendeten Halbleiters zu überwinden und weitere freie Ladungsträger zu erzeugen, siehe dazu Abbildung 3.2 im folgenden Kapitel. Thermische Detektoren arbeiten proportional zur Strahlungsleistung und werden als spektral konstant idealisiert, haben in der Realität jedoch aus verschiedenen Gründen eine Wellenlängenabhängigkeit. Die wichtigsten Vertreter der Quantendetektoren sind die Fotodioden, sie arbeiten je nach Typ hauptsächlich im Spektralbereich von $0,4\ \mu\text{m}$ bis $2,6\ \mu\text{m}$. Einen enormen Entwicklungsschub haben Fotodioden aus Silizium (Si) und Indiumgalliumarsenid (InGaAs) durch die Telekommunikationsindustrie erfahren. Die hohen Detektivitätswerte dieser Halbleiter und die Verfügbarkeit geeigneter Materialien für Lichtwellenleiter und weitere optische Komponenten, insbesondere bei den Wellenlängen $0,85\ \mu\text{m}$ (Si) und $1,31\ \mu\text{m}$ sowie $1,55\ \mu\text{m}$ (InGaAs) haben zur Entwicklung von Fotodioden mit Empfindlichkeitsmaxima bei ebendiesen Wellenlängen geführt. Für langwelligere Wärmestrahlung ist der Fotowiderstand ein nennenswerter Vertreter der Quantendetektoren. Weitere Details zu den verschiedenen Quantendetektoren sind in [15, Kap.13.9.3] gegeben. Die wichtigsten Vertreter der thermischen Detektoren sind Thermosäulen, Bolometer und pyroelektrische Detektoren. Auch hier sei für weiterführende Informationen auf [15, Kap.13.9.4] verwiesen.

Kapitel 3

Messaufbau und Charakterisierung

3.1 Design des Strahlungsthermometers

3.1.1 Auswahl des Strahlungsempfängers

Das Strahlungsthermometer soll für den Einsatz am Infrarot-Kameramessplatz vorrangig für den Messbereich vom Silberpunkt bei 1234,93 K (961,78 °C) bis hinunter zu 80 °C entwickelt werden. In diesem Temperaturbereich liegt das Wellenlängenmaximum der spektralen Strahldichte emittierter Wärmestrahlung nach dem **Wienschen Verschiebungsgesetz**: $\lambda_{\max} = b/T$ ^[29] mit der Wienschen Verschiebungskonstante: $b = 2,897\,771\,955 \dots \cdot 10^{-3} \text{ m K}$ ^[30] bei 2,28 μm bis 8,21 μm . Die Verteilung der Strahlungsleistung ist proportional zur spektralen Strahldichte. Zur Messung von Wärmestrahlung in oder nahe am genannten Spektralbereich muss also ein Strahlungsempfänger mit hoher Detektivität ausgewählt werden, dessen Empfindlichkeitsmaximum in oder nahe an eben diesem Spektralbereich liegt. Der Bereich der Empfindlichkeit des Strahlungsempfängers muss außerdem in einem sogenannten „*atmosphärischen Fenster*“ liegen. Diese Bezeichnung wird für Spektralbereiche verwendet, in denen die Atmosphäre der Erde eine besonders geringe Absorption aufweist. Für das Entwicklungsziel von 950 °C bis hin zu 80 °C dominieren Fotodioden aus Indiumgalliumarsenid (InGaAs) mit einer Schwerpunktwellenlänge bei $\lambda \approx 1,6 \mu\text{m}$ den Markt der Strahlungsempfänger. Im Vergleich zu den nächst naheliegenden Detektoren aus Silizium, welche ähnlich gute bis bessere Detektivitätswerte erreichen können, liegt ihr Empfindlichkeitsmaximum in einem *atmosphärischen Fenster* entscheidend näher am interessanten Spektralbereich. Auf Abbildung 3.1 ist dieser Zusammenhang verdeutlicht. Ein Strahlungsthermometer mit einer InGaAs-Fotodiode und einer Schwerpunktwellenlänge bei $\lambda \approx 1,6 \mu\text{m}$ muss bei der Messung einer Strahlungstemperatur von 100 °C eine spektrale Strahldichte in der Größenordnung $4 \cdot 10^{-4} \text{ W/m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr}$ detektieren können. Für die Messung derselben Temperatur müsste eine Fotodiode aus Silizium mit einer maximalen Schwerpunktwellenlänge von $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ eine rund sechs Größenordnungen geringere spektrale Strahldichte detektieren können. Beschränkt vom Eigenrauschen des Detektors ist dies jedoch aktuell nicht praktikabel.

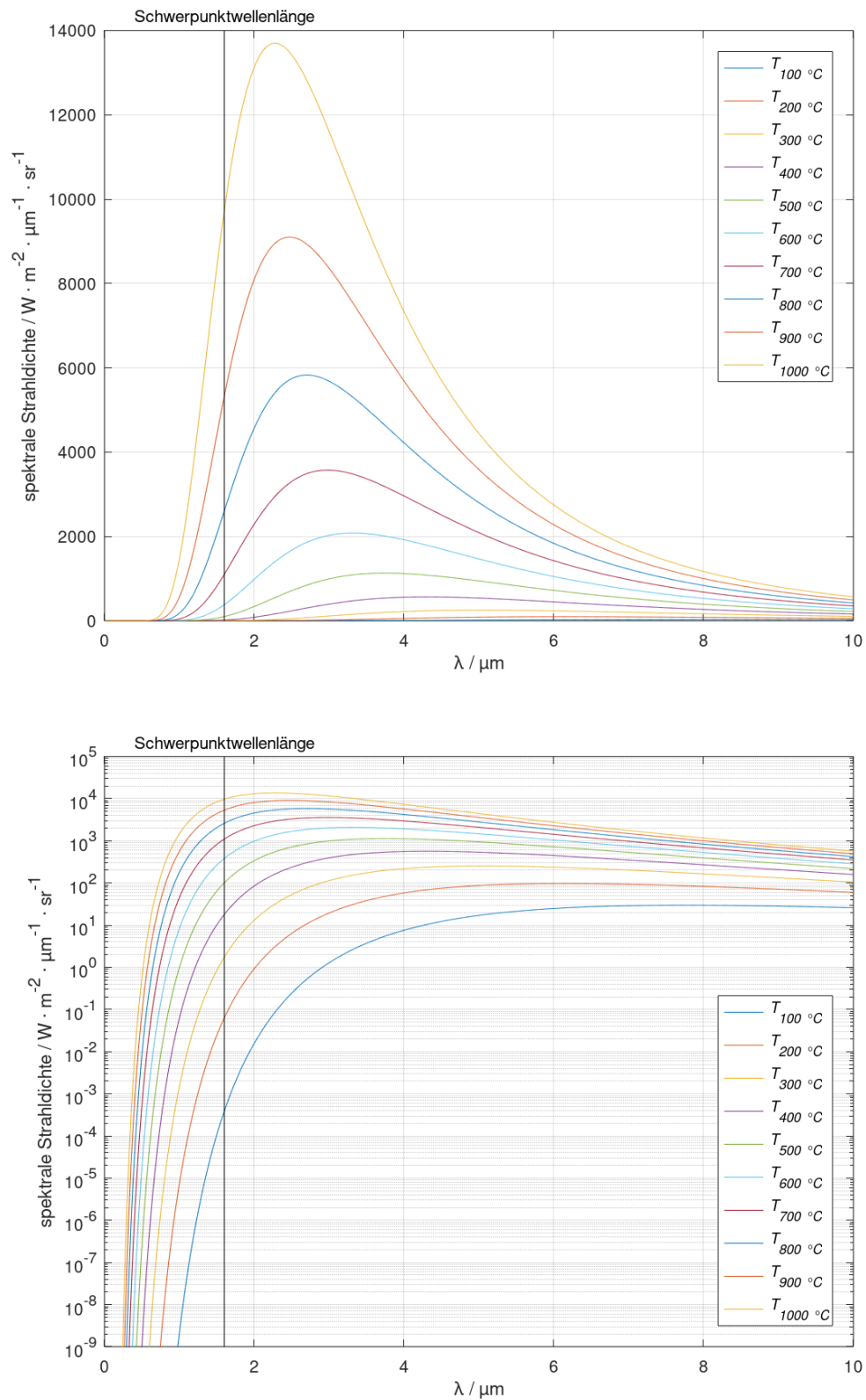


ABBILDUNG 3.1: Verlauf der spektralen Strahlendichte verschiedener Strahlungstemperaturen im interessanten Temperaturbereich mit eingetragener Schwerpunktwellenlänge $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ (senkrechte schwarze Linie), linear und logarithmisch skaliert

Grundsätzlich sind Quantendetektoren aufgrund der weitaus höheren Detektivitätswerte gegenüber einem thermischen Detektor vorzuziehen. Fotodioden sind darüber hinaus unempfindlich gegen mechanische Schwingungen und Stöße. Sie haben im Zusammenhang mit ihrer geringen thermischen Verlustleistung aufgrund des hohen Shuntwiderstandes eine sehr geringe Degeneration^[15, Kap.13.9.3.2] und arbeiten daher zeitlich sehr stabil. In Frage kommen also Fotodioden mit verschiedenen Verbindungshalbleitern und deren jeweils charakteristischen spektralen Empfindlichkeiten nahe am interessanten Spektralbereich zwischen $2,28\text{ }\mu\text{m}$ und $8,21\text{ }\mu\text{m}$. Hier setzt sich InGaAs gegenüber beispielsweise Quecksilber-Cadmium-Tellurid (MCT) oder Blei(II)-sulfid (PbS) aufgrund seines bereits erwähnten hohen Entwicklungsstandes (hohe Detektivität, moderate Preise, gute Verfügbarkeit) durch. Durchschnittliche InGaAs-Fotodioden erreichen mit einer relativ großen Bandlücke von $0,75\text{ eV}$ bei 300 K ^[31, S.709-720] Detektivitätswerte im Bereich von $1 \cdot 10^{12}\text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei moderater Kühlung. Das Empfindlichkeitsmaximum einer InGaAs-Fotodiode liegt bei Wellenlängen von $(1,6 \pm 0,1)\text{ }\mu\text{m}$ oder $(2,2 \pm 0,1)\text{ }\mu\text{m}$ (extended InGaAs) und damit mitten in je einem *atmosphärischen Fenster*. Diese Eigenschaft ist mitunter ein Grund für die besonders engagierte Weiterentwicklung und Verwendung von InGaAs-Fotodioden in der Forschung und in Industriezweigen jenseits der Telekommunikation. Die konkrete Wahl des Empfängers für die vorliegende Arbeit ist auf die 'G12180-250A' von Hamamatsu gefallen. Sie hat mit einem Durchmesser von 5 mm eine sehr große Detektorfläche bei einem Shuntwiderstand von $0,5\text{ G}\Omega$ und kann mit einem zweistufigen Thermoelement effektiv gekühlt werden. Insbesondere bietet diese Fotodiode eine sehr hohe Detektivität von $6,7 \cdot 10^{13}\text{ cm}\cdot\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ bei $-20\text{ }^\circ\text{C}$ Detektortemperatur (Datenblatt^[32]). Ihr Empfindlichkeitsmaximum (siehe Abbildung 3.2) liegt mit $1,55\text{ }\mu\text{m}$ nahe am interessanten Spektralbereich von $2,28\text{ }\mu\text{m}$ bis $8,21\text{ }\mu\text{m}$. Somit kann die 'G12180-250A' gemäß dem Planckschen Strahlungsspektrum einen hervorragend hohen Anstieg der Strahlungsleistung mit der Strahlungstemperatur erfassen.

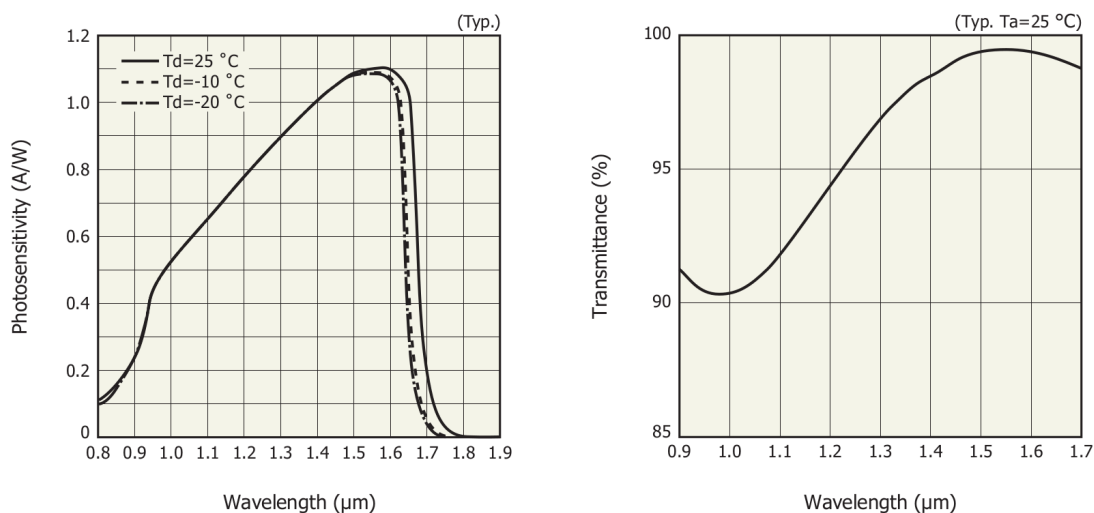
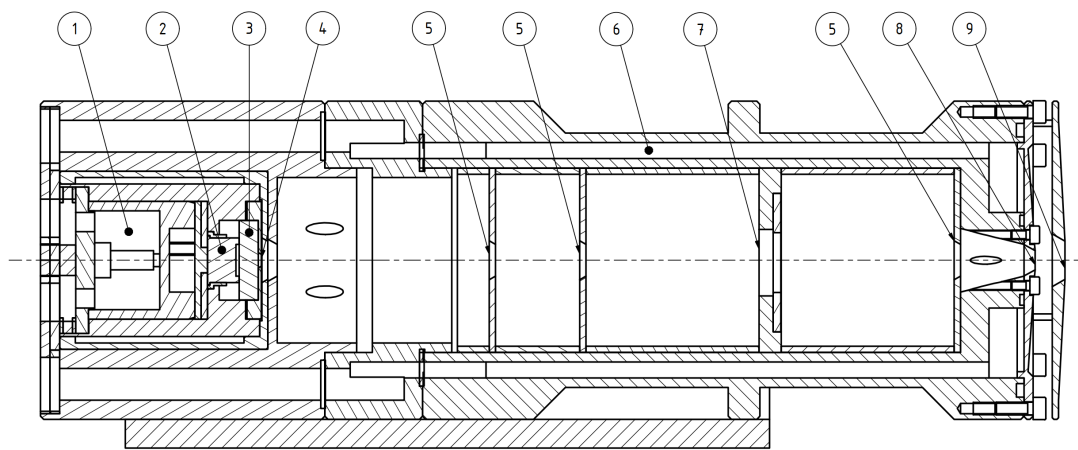


ABBILDUNG 3.2: Typische Verläufe der spektralen Empfindlichkeit einer aktuellen InGaAs-Fotodiode und der Transmission des antireflexbeschichteten Fensters, aufgetragen über der Wellenlänge, Quelle: ^[32]

3.1.2 Umgebung des Strahlungsempfängers

Das Design des neuen Strahlungsthermometers trägt den Namen 'LF-IRRT III' mit der Bedeutung 'lens free infrared radiation thermometer' in der Version 3. Auf Abbildung 3.3 ist das Design im Schnitt längs der optischen Achse dargestellt, die wesentlichen Funktionskomponenten sind benannt. Die Kühlkreisläufe in der Detektoraufnahme und im Optiktubus sind mit deionisiertem Wasser mit einem Korrosionsschutzzusatz gefüllt und stabilisieren das Strahlungsthermometer durch einen Thermostat (Lauda ECO RE420) auf 20 °C mit einer Regelabweichung von unter 20 mK^[33]. Die Fotodiode ist an einen zweistufigen thermoelektrischen Kühler gekoppelt und wird durch eine sondergefertigte Regelelektronik mit einer maximalen Regelabweichung von 5 mK auf −20 °C gekühlt. Die abgeführte Wärme wird über das Detektorgehäuse an die wassergekühlte Detektoraufnahme abgegeben.



Nummer	Bezeichnung
1	wassergekühlte Detektoraufnahme
2	InGaAs-Fotodiode: Hamamatsu 'G12180-250A'
3	Interferenzfilter mit Schwerpunktwellenlänge $\lambda \approx 1,6 \mu\text{m}$
4	Feldblende $\varnothing = 3,7 \text{ mm}$
5	Streulichtblenden $\varnothing = 10 \text{ mm}$
6	wassergekühlter Optiktubus
7	modifizierter Shutter: Edmund #87-208
8	Aperturblende $\varnothing = 6 \text{ mm}$
9	Wärmeschutzblende $\varnothing = 12 \text{ mm}$

ABBILDUNG 3.3: Schematische Darstellung der Funktionskomponenten des LF-IRRT III, nummeriert entlang der optischen Achse vom Detektor in Richtung der Strahlungsquelle

Der Interferenzfilter für die Schwerpunktwellenlänge $\lambda \approx 1,6 \mu\text{m}$ ist von *Dr. Hugo Anders Optische Laboratorien* gefertigt und wurde zur Kontrolle am Messplatz Emissionsgrad an Luft^[34] in der PTB mit einem FTIR Spektrometer (Bruker Vertex v80) vermessen. Sein Transmissionsverlauf ist auf Abbildung 3.4 dargestellt.

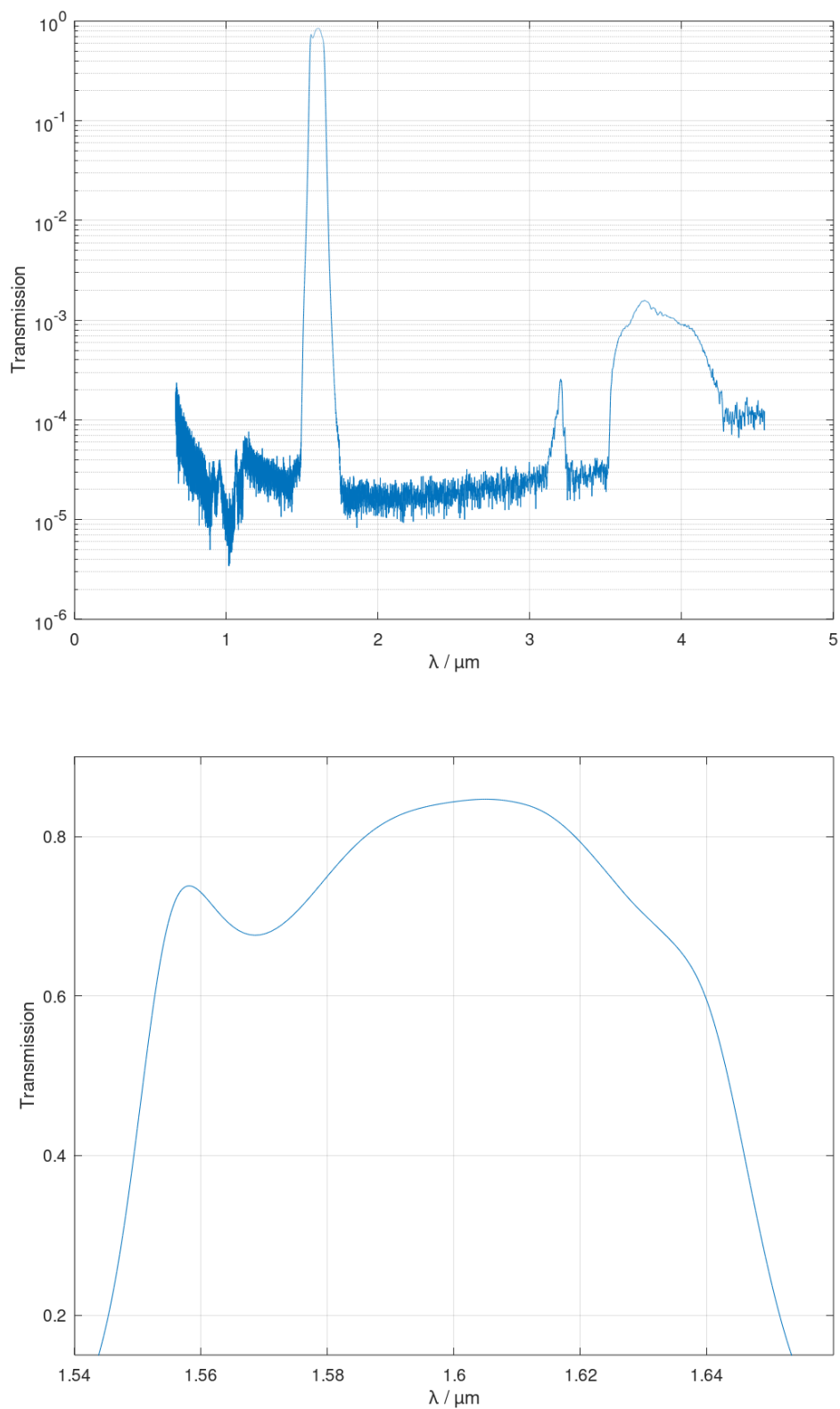


ABBILDUNG 3.4: Transmissionsverlauf des Interferenzfilters, oben: gesamte Messung logarithmisch skaliert, unten: Ausschnitt am Transmissionsmaximum linear skaliert

Die mangelhafte Blockung ab $\lambda \approx 3,2 \mu\text{m}$ ist irrelevant, da im Spektralbereich $\lambda > 1,8 \mu\text{m}$ die Empfindlichkeit der Fotodiode verschwindet, siehe Abbildung 3.2 (links). Im Bereich vor der Schwerpunktwellenlänge fällt die Empfindlichkeit der Fotodiode bis $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ auf $S_D = 0,1 \text{ A/W}$ ab, die Blockung von $\tau < 6 \cdot 10^{-5}$ im unteren Randbereich des Filters ist somit hinreichend. Die Blenden wurden im technischen Gerätebau der PTB feingedreht und ebenso wie alle weiteren innenliegenden Oberflächen des Optiktubus mit einem hochemissiven, schwarzen Speziallack (NEXTEL® Velvet-Coating 811-21, $\varepsilon \approx 0,98$) beschichtet. Die Streulichtblenden sind dabei vollständig, die strahlkegelbegrenzenden Blenden mit Aussparung der Blendenkante beschichtet. Das Gehäuse des Irisshutter (Edmund #87-208) wurde für den optimalen Einbau in den Optiktubus in der Laborwerkstatt leicht modifiziert. Zur Überwachung der Systemtemperatur ist an der detektorzugewandten Seite der letzten Streulichtblende und im Inneren der Aperturblende jeweils ein PT100 Widerstandsthermometer angebracht.

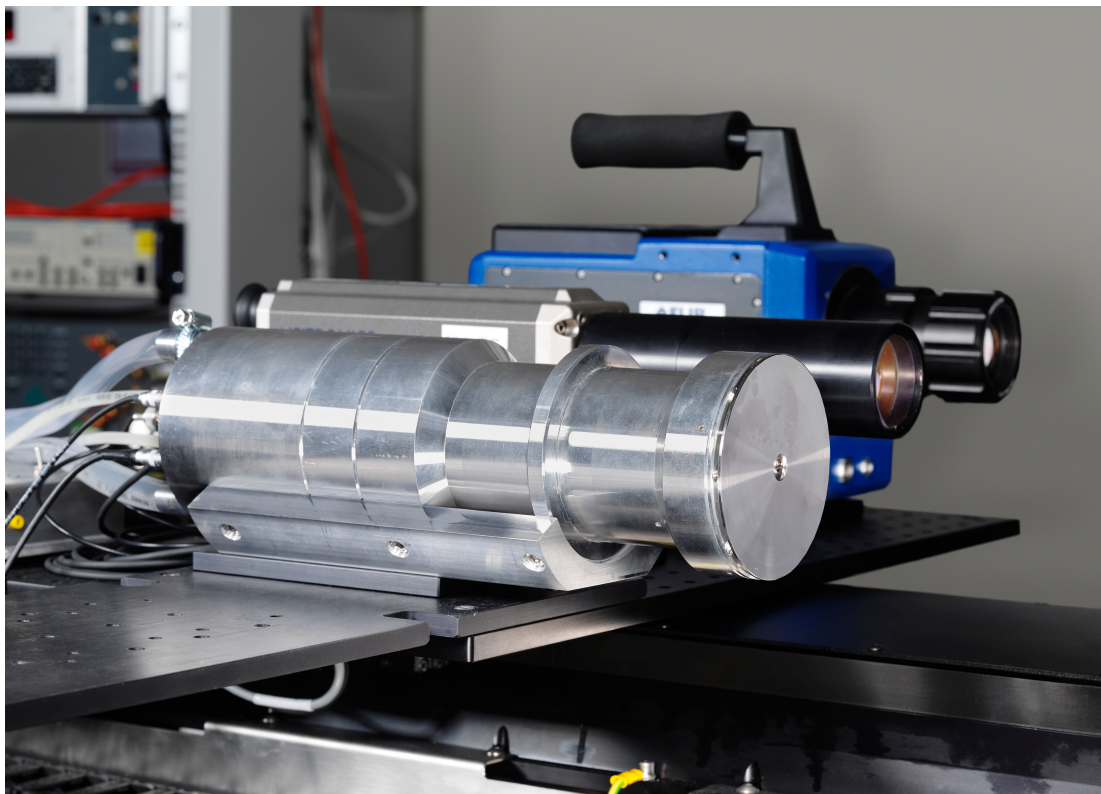


ABBILDUNG 3.5: Fotografie des LF-IRRT III auf dem Positioniersystem des Infrarot-Kameramessplatzes, im Hintergrund sind das Heitronics TRT II sowie eine Infrarot-Kamera zu sehen

3.2 Messaufbau

3.2.1 Beschreibung des Messplatzes

Die Messungen für die Charakterisierung des LF-IRRT III werden hauptsächlich an den Wärmerohr-Hohlraumstrahlern am Infrarot-Kameramessplatz (Abbildung 3.6) der Arbeitsgruppe 7.32 durchgeführt. Die schematische Darstellung auf Abbildung 3.7 zeigt die Anordnung aller Strahlungsquellen des Infrarot-Kameramessplatzes. Lediglich ein Kalibrierpunkt bei 400 °C musste am Cäsiumwärmerohrstrahler des Niedertemperaturmessplatzes (Abbildung 3.8) aufgenommen werden, da sich das Cäsiumwärmerohrstrahler am Infrarot-Kameramessplatz (3.v.l.; Abbildung 3.6) noch im Aufbau befindet. Als Transferinstrument ist aktuell ein Heitronics TRT II im Einsatz, es deckt den Temperaturbereich von -50 °C bis 1000 °C ab und basiert auf einem pyroelektrischen Sensor, der bis 300 °C breitbandig bei $8\text{ }\mu\text{m}$ - $14\text{ }\mu\text{m}$ misst und bei Temperaturen über 300 °C schmalbandig bei $3,9\text{ }\mu\text{m}$ ^[35]. Die NETD dieses Strahlungsthermometers gibt Heitronics mit 20 mK bis 60 mK an. Der Infrarot-Kameramessplatz dient hauptsächlich der Kalibrierung von Thermografiekamerasystemen, am Niedertemperaturmessplatz werden regelmäßig Strahlungsthermometer für Forschung und Industrie kalibriert, seltener werden hier auch Strahlungsquellen kalibriert.

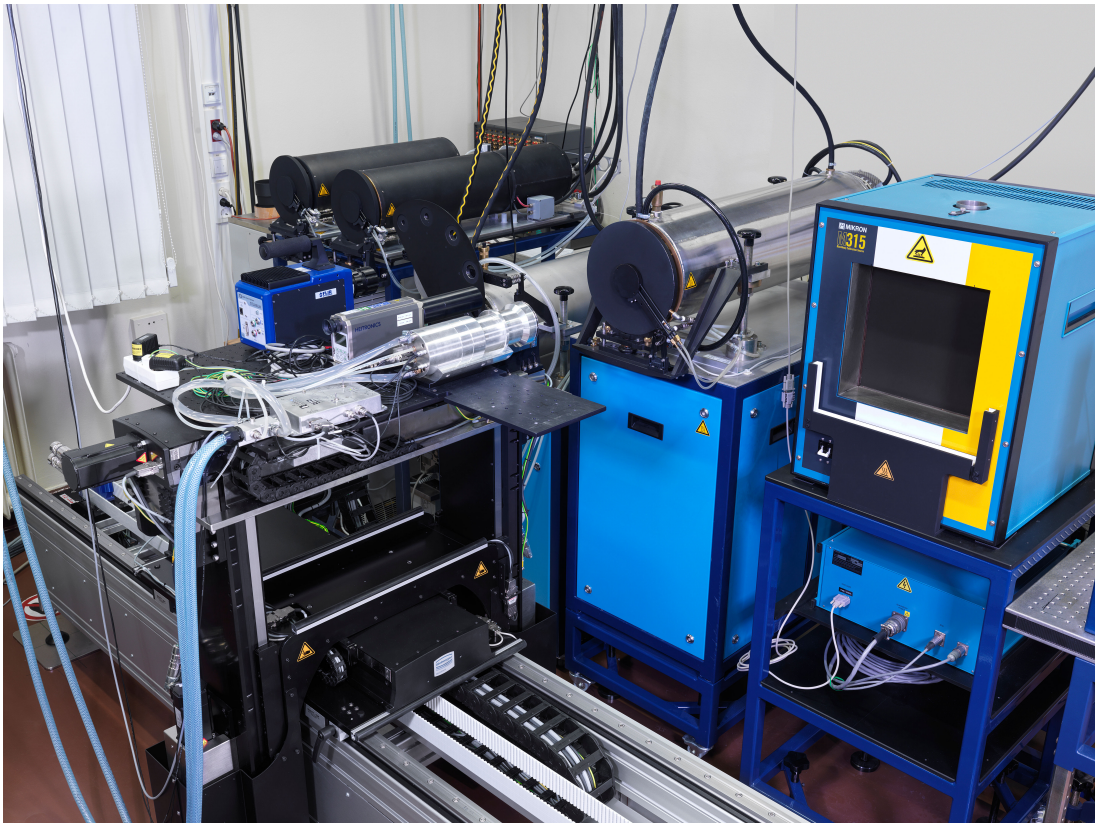


ABBILDUNG 3.6: Infrarot-Kameramessplatz, im Vordergrund ist das Positioniersystem mit den Detektoren zu sehen, im Hintergrund stehen die Wärmerohr-Hohlraumstrahler, rechts am Bildrand steht der Großflächen-Kalibrierstrahler

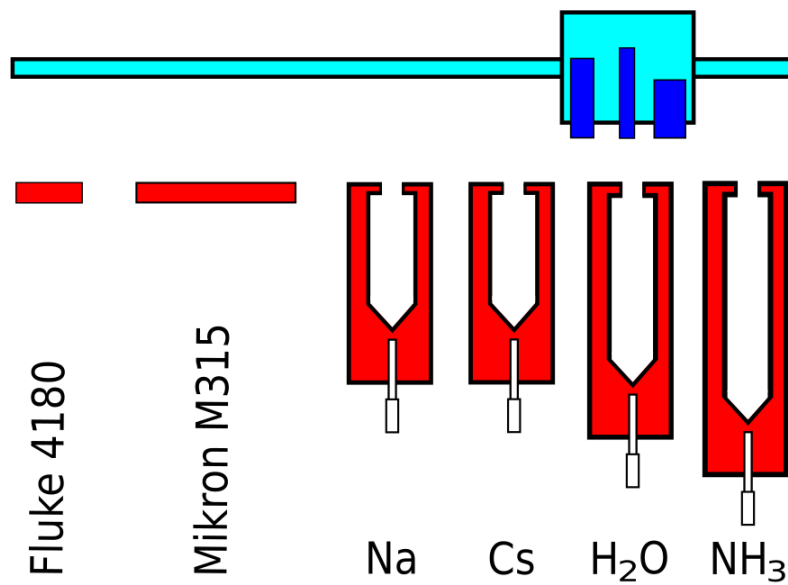


ABBILDUNG 3.7: Schematische Anordnung der Strahlungsthermometer und Kameras in Blau auf dem Positioniersystem in Cyan vor den Strahlungsquellen in Rot am Infrarot-Kameramessplatz

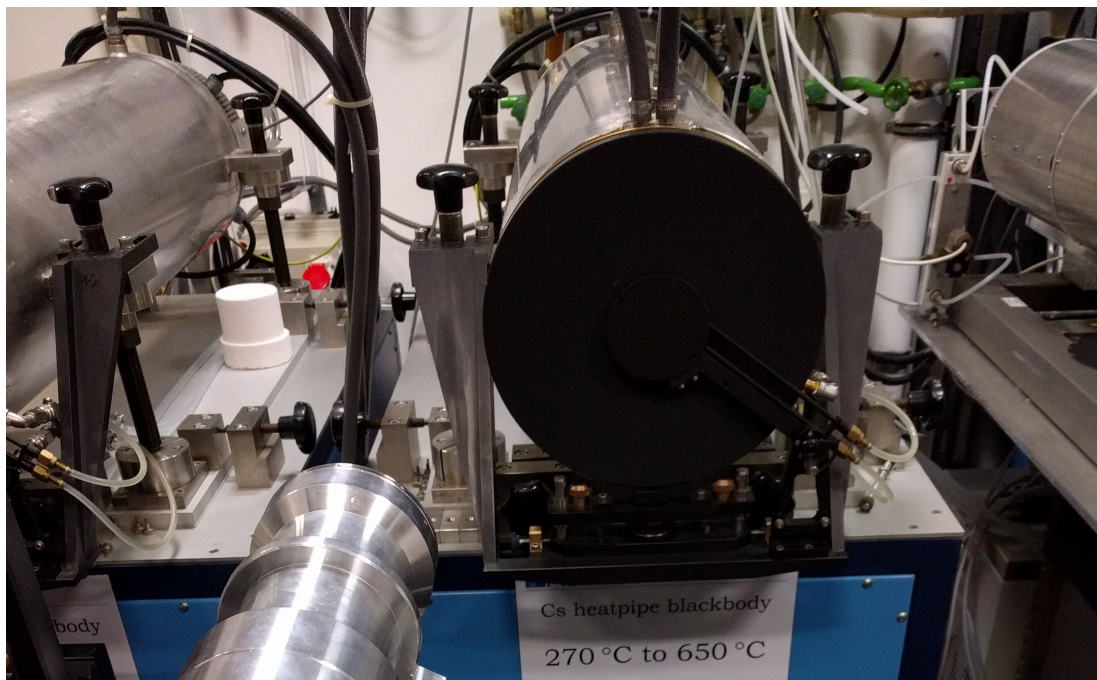


ABBILDUNG 3.8: LF-IRRT III vor dem Cäsiumwärmrohrstrahler am Niedertemperaturmessplatz

3.2.2 Beschreibung der Strahlungsquellen

Sowohl der Infrarot-Kameramessplatz als auch der Niedertemperaturmessplatz verfügen über je einen annähernd baugleichen Hohlraumstrahler mit einem Ammoniakwärmerohr (NH₃-BB), einem Wasserwärmerohr (H₂O-BB) und einem Natriumwärmerohr (Na-BB). Am Niedertemperaturmessplatz ist ein Cäsiumwärmerohrstrahler (Cs-BB) im Einsatz, das Pendant dazu am Infrarot-Kameramessplatz befindet sich im Aufbau, die technischen Daten der Hohlraumstrahler sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

TABELLE 3.1: Technische Daten der Wärmerohr-Hohlraumstrahler am Infrarot-Kameramessplatz der AG 7.32

Typ	Temperaturbereich	Länge der Kavität	∅ der Kavität	Emissionsgrad
NH ₃	−60 °C bis 50 °C	300 mm	75 mm	0,999 43 ± 0,000 23
H ₂ O	50 °C bis 270 °C	442 mm	63 mm	0,999 36 ± 0,000 17
Cs	270 °C bis 650 °C	368 mm	41 mm	0,999 60 ± 0,000 13
Na	500 °C bis 962 °C	368 mm	41 mm	0,999 60 ± 0,000 13

Die Temperatur in der Kavität der Hohlraumstrahler wird mit einem kalibrierten und auf die ITS-90 zurückgeführten 'Standard Platinum Resistance Thermometer' (SPRT) gemessen, welches sehr nahe an der Innenwand der Kavität zentral hinter dem konischen Boden thermisch gekoppelt ist, siehe Abbildung 3.9. Das Funktionsprinzip eines SPRT entspricht dem in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Prinzip eines Widerstandsthermometers aus Platin mit einer Kennlinie, die auf mehreren Teilintervallen als Interpolation durch Polynome definiert ist.

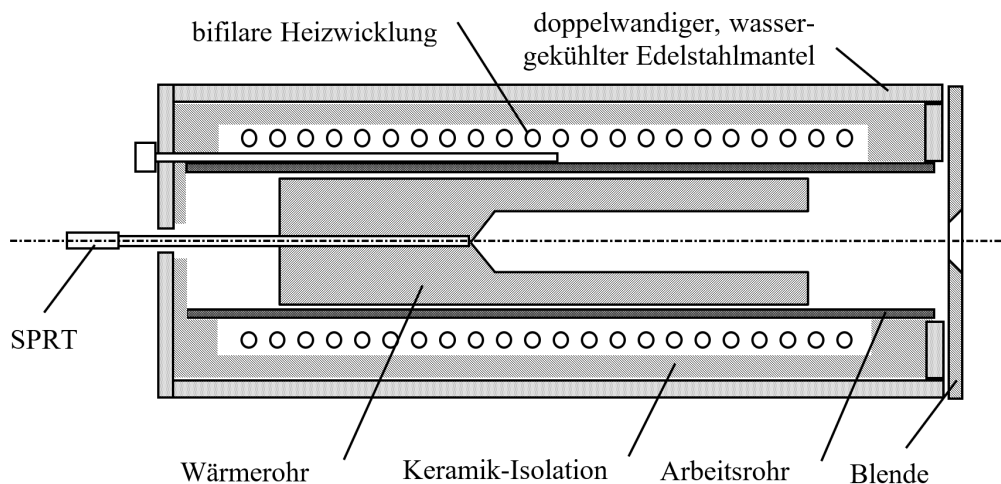


ABBILDUNG 3.9: Prinzipskizze eines Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, das Wärmerohr schließt mit der Kavität wesentlich näher an der Blende ab als hier dargestellt, Quelle: Arbeitsanweisung AG 7.32

Der Infrarot-Kameramessplatz verfügt seinem Schwerpunkt, der Kalibrierung von Thermografiekameras und Infrarot-Flächenstrahlern, entsprechend zusätzlich über

zwei Flächenstrahler, ein Fluke 4180 für den Temperaturbereich von -15°C bis 120°C und ein Mikron M315X12HT Großflächen-Kalibrierstrahler (30°C bis 600°C).

3.3 Durchführung der Messungen

3.3.1 Beschreibung des Messprozesses

Die Einrichtung eines Strahlungsthermometers beginnt mit der orthogonalen Montage auf dem Positioniersystem vor den Strahlungsquellen und der Wahl einer Strahlungsquellenblende mit einem passenden Durchmesser. Für den vorliegenden Fall des LF-IRRT III mit einem üblichen Standardabstand von $l = 100\text{ mm}$ zur Blende beträgt der Durchmesser des Messflecks in der Blendenebene $d \approx 10,35\text{ mm}$. Die Messungen zur Charakterisierung werden an allen Hohlraumstrahlern mit einer $d = 40\text{ mm}$ Blende durchgeführt. Für jede Kombination von Strahlungsquelle und Strahlungsthermometer muss anschließend die Messposition ermittelt werden. Der Abstand entlang der optischen Achse wird konstant auf 100 mm eingestellt, die verbleibenden zwei Koordinaten orthogonal zur optischen Achse werden anhand des Ausgangssignals des Strahlungsthermometers ermittelt. Dazu muss die Strahlungsquelle stabil auf eine beliebige Temperatur geregelt sein, nach einer groben Vorausrichtung wird das Strahlungsthermometer entlang der Achsen des Positioniersystems vor der Blendenöffnung der Strahlungsquelle verfahren und das Signal in Abhängigkeit von der Position gemessen. Der arithmetische Mittelwert der Positionen, an denen das Signal auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist, wird als jeweilige Koordinate verwendet. Zur Kontrolle wird diese Prozedur im Wechsel der Verfahrachsen ein zweites Mal durchgeführt. Zur Charakterisierung des LF-IRRT III werden Messwertpaare aus dem Ausgangssignal in Form eines Fotostroms I_p und der dazugehörigen Strahlertemperatur T_{90} , sogenannte Kalibrierpunkte, im Temperaturbereich zwischen 100°C und 950°C erfasst. Zur Untersuchung, welchen Einfluss das Raumlicht auf den gemessenen Fotostrom hat, werden jeweils an allen Strahlungsquellen Vergleichsmessungen vorgenommen. Die Messung der Kalibrierpunkte am Wasserwärmerohrstrahler muss bei ausgeschaltetem Raumlicht durchgeführt werden, für die Messung am Cäsiumwärmerohrstrahler ist gedimmtes Licht hinreichend. Auf die Messungen am Natriumwärmerohrstrahler nimmt das Raumlicht keinen Einfluss. Die Einzelmessung eines Fotostroms gestaltet sich entlang der auf Abbildung 3.10 dargestellten Kette von Messgrößenwandlungen.

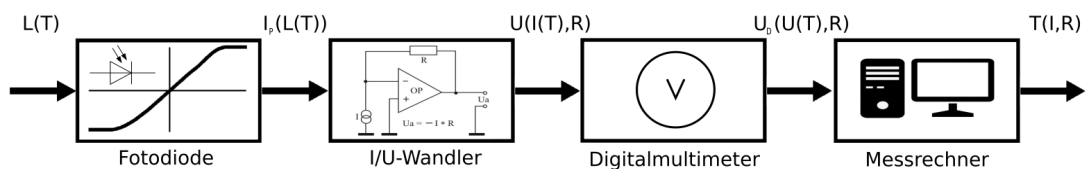


ABBILDUNG 3.10: Schematische Darstellung der Messgrößenwandlungen als Kette entlang der beteiligten Messhardware

Der Fotostrom I_P der Fotodiode (in der Größenordnung $1 \cdot 10^{-14}$ A bis $1 \cdot 10^{-6}$ A) wird durch einen eigens dazu angeschafften Strom/Spannungs-Wandler (I/U-Wandler), einer Spezialanfertigung der Elektronik-Manufaktur Mahlsdorf (EMM), in ein Spannungssignal gewandelt. Der I/U-Wandler liefert den Spannungsabfall des Fotostroms über einem wählbaren Präzisionswiderstand von $R = (10^5, 10^6, \dots, 10^{10}) \Omega$. Dieser Widerstand wird als Verstärkungsfaktor stets so gewählt, dass das Spannungssignal im Messbereich 1 V des nachfolgenden Digitalmultimeters (Keithley Low-Noise DMM 2010) liegt. Der Spannungswert wird mit LabView 2019 auf einem Messrechner über GPIB vom Digitalmultimeter erfasst und der Fotostrom gemäß dem Ohmschen Gesetz $I_P = U/R$ berechnet. Die genauen Werte der Präzisionswiderstände sind nicht bekannt, jedoch werden die Verhältnisse der Widerstände zueinander vorab untersucht und auf die Verstärkung 10^5 normiert. Somit ist die Vergleichbarkeit von Messungen mit verschiedenen Verstärkungsfaktoren gewährleistet, das genaue Vorgehen und die Messwerte dazu sind in Abschnitt 4.1 erläutert. Der Fotostrom wird als Differenz einer Hell-/Dunkelstrommessung mit der dazugehörigen Strahlertemperatur, dem Messzeitpunkt sowie weiteren Informationen, wie zum Beispiel der (sehr stabilen) System- und Umgebungstemperatur, in einem Textformat für die Weiterverarbeitung gespeichert. Direkt nach der Erfassung eines Kalibrierpunktes wird geprüft, ob die vom SPRT des jeweiligen Hohlraumstrahlers gemessene Strahlertemperatur über die Messserie hinweg einen auffällig schwankenden Regelverlauf zeigt. Ist dies der Fall, so wird die Messserie an diesem Kalibrierpunkt nach einer zusätzlichen Wartezeit bei stabiler Temperatur wiederholt.

3.3.2 Auswertung der Messdaten

Die Messdaten zur Charakterisierung des LF-IRRT III umfassen für jeden Kalibrierpunkt jeweils 100 Messungen, die unmittelbar hintereinander (in rund 13 Minuten pro Kalibrierpunkt) aufgenommen werden. Dazu ist in LabView eine Routine implementiert, welche die Einzelmessungen automatisch und zeitlich äquidistant durchführt. Aus den 100 Messungen werden der arithmetische Mittelwert der SPRT-Temperatur, sowie der arithmetische Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P (als Differenz aus einer Hell-/Dunkelstrommessung) und die Standardabweichung des Mittelwertes vom Fotostrom $s(\bar{I}_P)$ nach [36, Kap.4.2.1] berechnet. Die Strahlertemperatur T_{90} mit einfacher Standardmessunsicherheit wird aus dem SPRT-Mittelwert durch eine strahlungsquellen- und blendendurchmesserabhängige Korrektur ermittelt. Von zentralem Interesse ist außerdem eine Information über die Messunsicherheit der ermittelten Strahlungstemperatur, die am Kalibrierpunkt der rückgeführten Strahlertemperatur T_{90} entspricht. Dazu wird ein Messunsicherheitsbudget aufgestellt, das sich aus den Beiträgen der verwendeten Mess- und Verarbeitungstechnik sowie den strahlertemperaturabhängigen Rauschleistungsbeiträgen zusammensetzt. Auf die genaue Zusammensetzung des Messunsicherheitsbudget wird in Abschnitt 4.5 eingegangen. Der folgende Verarbeitungsschritt betrifft die Rauschleistungsbeiträge und gehört zur Auswertung der Messdaten für jeden Kalibrierpunkt. Die Standardabweichung des Mittelwertes vom Fotostrom ist als Maß für die Messunsicherheit des Rauschens ungeeignet, weil sich dieses Dispersionsmaß nicht proportional zur Streuung der Temperatur verhält.

Daher wird für jeden Kalibrierpunkt die rauschäquivalente Temperaturdifferenz (NETD) nach [37, Formel (8)] abgeleitet.

$$\text{NETD}(T) = \frac{s(\bar{I}_P)}{\bar{I}_P} \cdot \frac{\lambda T^2}{c_2} \quad (3.1)$$

Es ist mit der thermodynamischen Temperatur $T = T_{90} + 273,15 \text{ K}$ und der Schwerpunktwellenlänge $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ zu rechnen, c_2 ist die 2. Strahlungskonstante. Der erste Term von Formel (3.1) ist die relative Signaländerung des Fotostroms $s(\bar{I}_P)/\bar{I}_P$, der zweite Term ist die sogenannte *Wiensche Näherung* $\lambda T^2/c_2$, mit dessen Hilfe eine relative Signaländerung in eine Temperaturänderung umgewandelt werden kann. Diese Näherung ist für Wellenlängen ab $1,6 \mu\text{m}$ und darunter zulässig [37, S.4].

3.4 Charakterisierung

3.4.1 Aufstellen der Referenzfunktion

Mit dem Planckschen Strahlungsgesetz (2.3) bzw. (2.4) und einer vollständigen Beschreibung aller Randbedingungen eines Wärmestrahlungsproblems, beispielsweise dessen Geometrie und Transmissionskoeffizienten, kann jeder Temperatur des ansonsten konstanten Systems problemlos eine Strahlungsleistung oder eine davon abhängige Ausgangsgröße eines Detektors zugeordnet werden. Für das inverse Problem existiert keine analytische Lösung. Aus diesem Grund, und weil die notwendige Rechenkapazität zur Bewältigung von numerischen Lösungsverfahren erst seit dem Ende der 1990er Jahre zunehmend verfügbar wurden, haben Jung und Verch Anfang der 1970er Jahre an der PTB in Berlin ein analytisches Näherungsverfahren zur Beschreibung von strahlungsthermometrischen Messdatenpaaren aus Temperatur und Ausgangssignal entwickelt [38]. Dieses Näherungsverfahren haben Sakuma und Hattori zu einer Sammlung verschiedener analytischer und teilweise invertierbarer Gleichungen weiterentwickelt, die in der Strahlungsthermometrie bis heute zur Modellierung des Strahlungsaustauschproblems und zur Charakterisierung von Strahlungsthermometern anerkannt sind [39]. Der de facto Standard für schmalbandige Messungen ist die sogenannte 'Planck III Form' (3.2) der Sakuma-Hattori beziehungsweise Jung-Verch-Gleichung:

$$X_A(T) = \frac{C}{e^{c_2/AT+B} - 1} \quad \Leftrightarrow \quad T(X_A) = \frac{c_2}{A \cdot \ln(C/X_A + 1)} - \frac{B}{A} \quad (3.2)$$

Die Parameter A, B und C können mit drei Kalibrierpunkten über ein Gleichungssystem ermittelt werden, was zu einer exakten Interpolation der drei Kalibrierpunkte führt, alle anderen Kalibrierpunkte können dabei mehr oder weniger große Abweichungen von der Interpolation aufweisen. Alternativ können mehr als drei Kalibrierpunkte verwendet werden, wobei das nichtlineare Ausgleichsproblem mit einem sogenannten „least squares fit“-Algorithmus (Methode der kleinsten Quadrate) gelöst werden muss [40]. Dabei werden die Parameter derart an die Messdaten angefitet, dass die Summe der quadratischen Abweichungen der Messdaten zur Interpolation minimal wird [41, Kap.6]. Im vorliegenden Fall des schmalbandig

messenden LF-IRRT III liefert eine Interpolation nach Gleichung (3.2) an drei geeigneten Kalibrierpunkten (140 °C, 400 °C und 700 °C) bereits eine praktikable mittlere Temperaturabweichung zwischen den berechneten Strahlungstemperaturen und den gemessenen Strahlertemperaturen über alle Kalibrierpunkte von rund 32 mK, ein least squares fit über alle erfassten Kalibrierpunkte verbessert die Abweichung auf rund 28 mK. Mit dem folgenden Ansatz, basierend auf dem Planckschen Strahlungsgesetz, kann eine mittlere Abweichung von rund 18 mK erzielt werden. Die verfügbare Rechenleistung des Jahres 2005 ermöglichte bereits eine bessere Näherungslösung als Sakuma-Hattori^[42], indem die Integrationen des Planckschen Strahlungsgesetzes über den Spektralbereich durch eine endliche Summe ($n = 20$) ersetzt wird und alle Randbedingungen zu einer 'Gerätekonstanten' G zusammengefasst werden:

$$I_P(T) = \iint_{\Omega} \int_{A_D} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,S}(\lambda, T) S_D \tau d\lambda dA \cos(\beta) d\Omega \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} &\approx \bar{S}_D \bar{\tau} \cdot \iint_{\Omega} \cos(\beta) d\Omega \cdot \int_{A_D} dA \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,S}(\lambda, T) d\lambda \\ &\approx G \cdot \sum_{i=0}^{n-1} \left(L_{\lambda,S}(\lambda_i, T) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1/n) \right) \text{ mit } \lambda_i = \lambda_1 + (1/2 + i)(\lambda_2 - \lambda_1/n) \end{aligned} \quad (3.4)$$

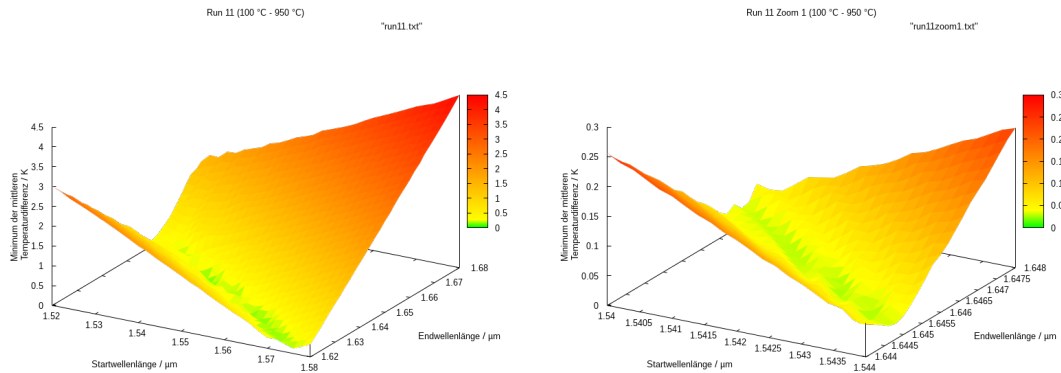
Diese Referenzfunktion ist nicht invertierbar, kann also nicht trivial durch ein Gleichungssystem mit drei Kalibrierpunkten interpoliert werden. Sie enthält als Parameter die Gerätekonstante G , sowie die Start- und Endwellenlängen λ_1 und λ_2 , welche durch einen least squares fit iterativ an die Messdaten angefitet werden müssen^[42]. Aufgrund der Nichtinvertierbarkeit ist die iterative Approximation des nach (3.4) berechneten Fotostroms an den gemessenen Fotostrom nicht nur für die Bestimmung der Parameter (G, λ_1, λ_2) notwendig, sondern auch zur Bestimmung der Strahlungstemperatur bei jeder Messung einer unbekannten Temperatur. Die aktuell verfügbare Rechenleistung und effiziente Algorithmen zur numerischen Integration (zum Beispiel die Simpson-Regel^[41, Kap.10]) ermöglichen den Verzicht auf die Summation und stattdessen die numerische Auswertung des Integrals:

$$\begin{aligned} I_P(T) &= \iint_{\Omega} \int_{A_D} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,S}(\lambda, T) S_D \tau d\lambda dA \cos(\beta) d\Omega \\ \Rightarrow I_{\text{Ref}}(T) &:= G \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,S}(\lambda, T) d\lambda \end{aligned} \quad (3.5)$$

Für das LF-IRRT III mit seiner näherungsweise konstanten Empfindlichkeit im Passbereich des Filters (vgl. Abbildung 3.2 und 3.4) ist die Annahme einer mittleren Empfindlichkeit \bar{S}_D und einer mittleren Transmission $\bar{\tau}$ praktikabel. Der daraus resultierende Fehler trägt keinen Anteil zum Unsicherheitsbudget bei. In der Diskussion der Ergebnisse wird die (an^[42] angelehnte) **Referenzfunktion** (3.5) qualitativ mit dem aktuellen **Standardverfahren** nach (3.2) verglichen.

3.4.2 Bestimmung der Parameter der Referenzfunktion

Gesucht ist das Parametertripel $(G, \lambda_1, \lambda_2)$ der Referenzfunktion, welches über alle Kalibrierpunkte die geringste mittlere Temperaturabweichung herbeiführt. Es ist zu erwarten, dass die Start- und Endwellenlängen sehr nahe an den Filtergrenzen (siehe Abbildung 3.4) bei $\lambda_1 \approx 1,55 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 \approx 1,65 \mu\text{m}$ liegen. Wird ein geeigneter Algorithmus, wie der Levenberg-Marquardt-Algorithmus [41, Kap.6.3][43][44], mit diesen Startwerten verwendet, so springt das Parametertripel bei Variation des Abbruchkriteriums stärker als erwartet im Lösungsraum. Die numerische Visualisierung des Lösungsraumes als diskrete Gitterpunkte mit den Schrittweiten $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$ und $\Delta G = 5 \cdot 10^{-11} \text{ A}\cdot\text{m}^2\cdot\text{sr}/\text{W}$ auf Abbildung 3.11a zeigt als Grund dafür die Existenz diverser Nebenminima. Die Lösung dieses Optimierungsproblems konvergiert also nicht stetig gegen ein globales Minimum.



a) $(\lambda_1 = 1,55 \mu\text{m}, \lambda_2 = 1,65 \mu\text{m}) \pm 0,05 \mu\text{m}$ b) Ausschnitt des Bereiches der Minima

ABBILDUNG 3.11: Minimum der mittleren Temperaturdifferenz, geplottet über die Start- und Endwellenlängen λ_1, λ_2

Die gefundenen Minima für das Parametertripel $(G, \lambda_1, \lambda_2)$ unterscheiden sich um rund 10 mK in der geringsten mittleren Temperaturabweichung. Diese Größenordnung motiviert einen genaueren Blick auf die Lösungsmenge, welche auf einem diskreten Gitter höherer Auflösung mit den Schrittweiten: $\Delta\lambda = 0,2 \text{ nm}$ und $\Delta G = 5 \cdot 10^{-12} \text{ A}\cdot\text{m}^2\cdot\text{sr}/\text{W}$ um die Minima berechnet wird, siehe Abbildung 3.11b. Der Gitterpunkt des besten Minimums führt als Startwert für den Levenberg-Marquardt-Algorithmus unter Verwendung von Octave [45], unabhängig von der Wahl des Abbruchkriteriums, robust zum dazugehörigen lokalen Minimum.

Kapitel 4

Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der experimentellen Arbeit ausführlich dargestellt. Der erste Abschnitt beginnt mit der Bestimmung der Verhältnisse der Präzisionswiderstände des I/U-Wandlers, die dabei gewonnenen Korrekturen der verschiedenen Verstärkungen des Fotostroms werden in der Messprozedur für alle weiteren Messungen berücksichtigt. Die Abschnitte 4.2 und 4.3 behandeln den Kernaspekt der Charakterisierung, die Durchführung der Messungen an den Wärmerohr-Hohlraumstrahlern und die daraus abgeleiteten Parameter der zuvor theoretisch aufgestellten Referenzfunktion, sowie ein Vergleich mit der etablierten Näherungsmethode nach Sakuma-Hattori. Es folgen die Untersuchung und Bestimmung des Size-of-Source-Effektes und eine Aufstellung des Messunsicherheitsbudgets, abgeschlossen mit dem Nachweis des Designziels, der Messbarkeit einer Strahlertemperatur von 80 °C aufgrund der erhöhten Detektivität des Strahlungsthermometers in Vergleich zu seinem Vorgänger.

4.1 Verstärkungsfaktoren des I/U-Wandlers

In der Berechnung des Fotostroms $I_P = U_D(I_P(L(T)))/R$ durch die Messprozedur in LabView tritt der Verstärkungsfaktor R als Divisor des gemessenen Spannungsabfalls U im I/U-Wandler auf (siehe Gleichung 4.6). Die Abweichung der Präzisionswiderstände von ihren Nennwerten und damit die Abweichung der Verstärkungsfaktoren von $(10^5, 10^6, \dots, 10^{10})$ führt abhängig von der zu messenden Strahlungstemperatur zu unterschiedlich großen Unsicherheiten im berechneten Fotostrom. Dabei werden höhere Strahlungstemperaturen aufgrund der damit exponentiell ansteigenden Strahlungsleistung stärker durch eine Abweichung des verwendeten Verstärkungsfaktors von seinem Nennwert beeinflusst als geringere Strahlungstemperaturen. Wie stark der Einfluss der Temperatur ist lässt sich mit einer einfachen Betrachtung abschätzen. Eine Abschätzung nach oben liefert das Stefan-Boltzmann-Gesetz, wonach die emittierte Wärmestrahlungsleistung ϕ eines Schwarzkörperstrahlers im gesamten Spektralbereich proportional zur vierten Potenz der thermodynamischen Temperatur T ist. Da die Schwerpunktwellenlänge des LF-IRRT III für den zu messenden Temperaturbereich sehr nahe an den Maxima der spektralen Strahldichten liegt, ist die Proportionalität der empfangenen Wärmestrahlungsleistung exponentiell, mit einem Exponenten x sehr viel größer als Eins. Aus der näherungsweise konstanten spektralen Empfindlichkeit von $S_D = 1,1 \text{ A/W}$ folgt die Proportionalität des Fotostroms zur Wärmestrahlungsleistung und zusammengefasst $\Rightarrow I_P \propto \phi \propto T^{1 \ll x < 4}$. Zur Berechnung der

Fotoströme ist also eine Korrektur für die Verstärkungsfaktoren notwendig, welche zu geringstmöglichen Unsicherheiten bei der Messung höherer Strahlungstemperaturen führt. Offensichtlich werden die höheren Strahlungstemperaturen mit den geringeren Verstärkungsfaktoren gemessen. Daher werden die Verstärkungsfaktoren sukzessive auf den Faktor 10^5 normiert, indem jeweils das Verhältnis zweier benachbarter Faktoren zueinander durch eine Messung derselben Strahlertemperatur bestimmt und multiplikativ weiterpropagiert wird. Somit fällt der Unsicherheitsbeitrag, der aus den Verstärkungsfaktoren resultiert, bei höheren Temperaturen geringer aus, während bei tieferen Temperaturen kein wesentlich höherer Unsicherheitsbeitrag entsteht. Für jedes Paar benachbarter Verstärkungsfaktoren wird über eine Serie von 100 Messwerten der arithmetische Mittelwert der Strahlertemperaturen T_i und T_j sowie der dazugehörigen Fotoströme $\bar{I}_{P,i}$ und $\bar{I}_{P,j}$ gebildet. Die zugrundeliegenden Messungen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt, alle Temperaturangaben sind ITS-90 rückgeführte Strahlertemperaturen, ihre Messunsicherheiten werden in Abschnitt 4.5 diskutiert.

TABELLE 4.1: Fotoströme zur Bestimmung der Verhältnisse zweier benachbarter Verstärkungsfaktoren i und j

i,j	T_i / °C	T_j / °C	$I_{\text{Ref}}(T)/\text{A}$	$\bar{I}_{P,i}$ / A	$\bar{I}_{P,j}$ / A
5	800,013		$1,070\,285 \cdot 10^{-6}$	$1,066\,398 \cdot 10^{-6}$	
6		800,009	$1,070\,250 \cdot 10^{-6}$		$1,066\,493 \cdot 10^{-6}$
6	400,086		$7,302\,853 \cdot 10^{-9}$	$7,295\,721 \cdot 10^{-9}$	
7		400,090	$7,303\,477 \cdot 10^{-9}$		$7,296\,068 \cdot 10^{-9}$
7	400,090		$7,303\,477 \cdot 10^{-9}$	$7,296\,068 \cdot 10^{-9}$	
8		400,083	$7,302\,476 \cdot 10^{-9}$		$7,317\,329 \cdot 10^{-9}$
8	220,070		$5,568\,355 \cdot 10^{-11}$	$5,588\,013 \cdot 10^{-11}$	
9		220,072	$5,568\,685 \cdot 10^{-11}$		$5,581\,040 \cdot 10^{-11}$
9	220,072		$5,568\,685 \cdot 10^{-11}$	$5,581\,040 \cdot 10^{-11}$	
10		220,068	$5,567\,903 \cdot 10^{-11}$		$5,592\,290 \cdot 10^{-11}$
9	200,039		$2,574\,955 \cdot 10^{-11}$	$2,578\,202 \cdot 10^{-11}$	
10		200,034	$2,574\,418 \cdot 10^{-11}$		$2,584\,147 \cdot 10^{-11}$

Um die Temperaturdifferenz der Strahlungsquelle zwischen den Messungen der beiden Verstärkungsfaktoren zu kompensieren wird für jede gemittelte Strahlertemperatur ein Erwartungswert für den Fotostrom $I_{\text{Ref}}(T)$ anhand einer normierten Referenzfunktion ermittelt. Die Verhältnisbildung mit Berücksichtigung der Temperaturdifferenz erfolgt nach

$$10^i/10^j = \frac{(\bar{I}_{P,i}/I_{\text{Ref}}(T_i))}{(\bar{I}_{P,j}/I_{\text{Ref}}(T_j))} . \quad (4.1)$$

Diese Verhältnisse werden aufmultipliziert, so dass sich die Verstärkungsfaktoren wie folgt ergeben:

$$\begin{aligned}
R_{10^5} &= 1 \cdot 10^5 \Omega \\
R_{10^6} &= 0,999\,877\,517\,817\,59 = 10^5/10^6 \cdot 10^6 \Omega \\
R_{10^7} &= 0,999\,915\,476\,231\,96 = 10^5/10^6 \cdot 10^6/10^7 \cdot 10^7 \Omega \\
R_{10^8} &= 0,996\,873\,487\,119\,46 = 10^5/10^6 \cdot 10^6/10^7 \cdot 10^7/10^8 \cdot 10^8 \Omega \\
R_{10^9} &= 0,998\,177\,939\,849\,48 = 10^5/10^6 \cdot 10^6/10^7 \cdot 10^7/10^8 \cdot 10^8/10^9 \cdot 10^9 \Omega \\
R_{10^{10}} &= 0,995\,852\,154\,687\,59 = 10^5/10^6 \cdot 10^6/10^7 \cdot 10^7/10^8 \cdot 10^8/10^9 \cdot 10^9/10^{10} \cdot 10^{10} \Omega
\end{aligned}$$

Mit den bekannten Abweichungen der Verstärkungsfaktoren können alle Messungen, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, durchgeführt werden. Die nachfolgend aufgeführten Messwerte beinhalten den Verstärkungsfaktoren entsprechend korrigierte und somit vergleichbare Fotoströme. In Abschnitt 4.3 wird aus diesen Daten die vollständige Referenzfunktion als Ergebnis der Charakterisierung hergeleitet.

4.2 Kalibrierpunkte der Referenzfunktion

Den Temperaturbereichen entsprechend wurde der erste Block der Kalibrierpunkte in Tabelle 4.2 von 100 °C bis 250 °C am Wasserwärmerohrstrahler (H₂O-BB) gemessen, der Messpunkt bei 400 °C am Cäsiumwärmerohrstrahler (Cs-BB) und der letzte Block von 500 °C bis 950 °C am Natriumwärmerohrstrahler (Na-BB).

TABELLE 4.2: Messergebnisse der Kalibrierpunkte, bestehend aus der Strahlertemperatur T_{SPRT} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und der verwendeten Verstärkung des I/U-Wandlers

$T_{\text{SPRT}} / ^\circ\text{C}$	\bar{I}_P / A	Verstärkung / Ω
100,054	$1,601\,221 \cdot 10^{-13}$	10^{10}
120,045	$5,405\,453 \cdot 10^{-13}$	10^{10}
140,043	$1,633\,840 \cdot 10^{-12}$	10^{10}
160,041	$4,453\,299 \cdot 10^{-12}$	10^{10}
180,051	$1,113\,436 \cdot 10^{-11}$	10^{10}
200,042	$2,572\,746 \cdot 10^{-11}$	10^{10}
220,093	$5,569\,094 \cdot 10^{-11}$	10^{10}
248,263	$1,491\,182 \cdot 10^{-10}$	10^9
400,098	$7,294\,448 \cdot 10^{-9}$	10^8
500,097	$4,117\,175 \cdot 10^{-8}$	10^7
600,075	$1,563\,072 \cdot 10^{-7}$	10^6
700,067	$4,513\,338 \cdot 10^{-7}$	10^6
800,091	$1,070\,147 \cdot 10^{-6}$	10^6
950,097	$3,000\,214 \cdot 10^{-6}$	10^5

Aus den Messergebnissen wird, wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, das Streumaß des Fotostroms $s(\bar{I}_P)$ und die NETD, sowie die ITS-90 rückgeführte Strahlertemperatur T_{90} abgeleitet. Die Strahlertemperaturen T_{90} sind in Tabelle 4.3 mit der einfachen Standardunsicherheit ($k = 1$) angegeben.

TABELLE 4.3: abgeleitete Messdaten der Kalibrierpunkte zur Verarbeitung in der Charakterisierung, bestehend aus der Strahlertemperatur T_{90} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und seinen Streumaßen

$T_{90} / ^\circ\text{C}$	\bar{I}_P / A	$s(\bar{I}_P) / \text{A}$	NETD / mK
100,045±0,032	$1,601\,221 \cdot 10^{-13}$	$1,271\,334 \cdot 10^{-15}$	123
120,034±0,059	$5,405\,453 \cdot 10^{-13}$	$1,453\,064 \cdot 10^{-15}$	46
140,030±0,065	$1,633\,840 \cdot 10^{-12}$	$1,431\,168 \cdot 10^{-15}$	17
160,025±0,074	$4,453\,299 \cdot 10^{-12}$	$1,339\,206 \cdot 10^{-15}$	6
180,032±0,075	$1,113\,436 \cdot 10^{-11}$	$1,432\,627 \cdot 10^{-15}$	3
200,020±0,075	$2,572\,746 \cdot 10^{-11}$	$1,159\,498 \cdot 10^{-15}$	1
220,068±0,076	$5,569\,094 \cdot 10^{-11}$	$1,924\,493 \cdot 10^{-15}$	<1
248,232±0,077	$1,491\,182 \cdot 10^{-10}$	$2,272\,217 \cdot 10^{-15}$	<1
400,083±0,018	$7,294\,448 \cdot 10^{-9}$	$1,699\,911 \cdot 10^{-14}$	<1
500,059±0,021	$4,117\,175 \cdot 10^{-8}$	$2,620\,566 \cdot 10^{-13}$	<1
600,023±0,026	$1,563\,072 \cdot 10^{-7}$	$8,070\,769 \cdot 10^{-13}$	<1
699,998±0,044	$4,513\,338 \cdot 10^{-7}$	$4,787\,527 \cdot 10^{-12}$	1
800,001±0,054	$1,070\,147 \cdot 10^{-6}$	$4,499\,242 \cdot 10^{-12}$	<1
949,966±0,075	$3,000\,214 \cdot 10^{-6}$	$1,360\,435 \cdot 10^{-11}$	<1

4.3 Vollständige Referenzfunktion

Mit den vorangegangenen Messdaten wird zunächst, wie in Kapitel 3.4.2 beschrieben, das Minimum der mittleren Temperaturabweichung über λ_1 und λ_2 aufgetragen (siehe Abbildung 3.11). Aus diesen diskreten Gitterpunkten wird das Parametertripel mit der geringsten Temperaturabweichung ausgewählt und durch einen least squares fit mit dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus^[41, Kap.6.3] in Octave^[45] seinem lokalen Minimum angenähert. Unterhalb von einem relativen Fehler von $1 \cdot 10^{-9}$ (für das Residuum der zu approximierenden, gemessenen Fotoströme) als Abbruchkriterium des Algorithmus tritt keine weitere Verringerung der Temperaturdifferenz mehr ein. Das Abbruchkriterium wird mit einem relativen Fehler von $1 \cdot 10^{-12}$ um drei Größenordnungen kleiner gewählt, aufgrund der hohen Konvergenzgeschwindigkeit des Levenberg-Marquardt-Algorithmus beträgt die notwendige Rechenzeit auf einem üblichen Büro-PC unter eine Sekunde. Damit ergeben sich für die Referenzfunktion (3.5) des LF-IRRT III die folgenden Parameter:

$$G = 4,079\,928\,311\,099\,811 \cdot 10^{-9} \text{ A} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr} / \text{W}$$

$$\lambda_1 = 1,543\,390\,313\,903\,521 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$\lambda_2 = 1,645\,202\,393\,966\,319 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Im Vergleich dazu ist die Sakuma-Hattori-Gleichung (3.2) in ihrer eindeutig reproduzierbaren Form mit den Parametern:

$$A = 1,589\,677\,546\,847\,610 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$B = 2,777\,160\,446\,062\,392 \cdot 10^{-6} \text{ m K}$$

$$C = 4,857\,456\,350\,909\,156 \cdot 10^{-3} \text{ A}$$

bei Interpolation der Kalibrierpunkte 140 °C, 400 °C und 700 °C gegeben. Die Qualität der beiden Modellbeschreibungen wird durch ihre Temperaturabweichungen zu den Kalibrierpunkten beschrieben, ihre Verläufe sind auf Abbildung 4.1 dargestellt.

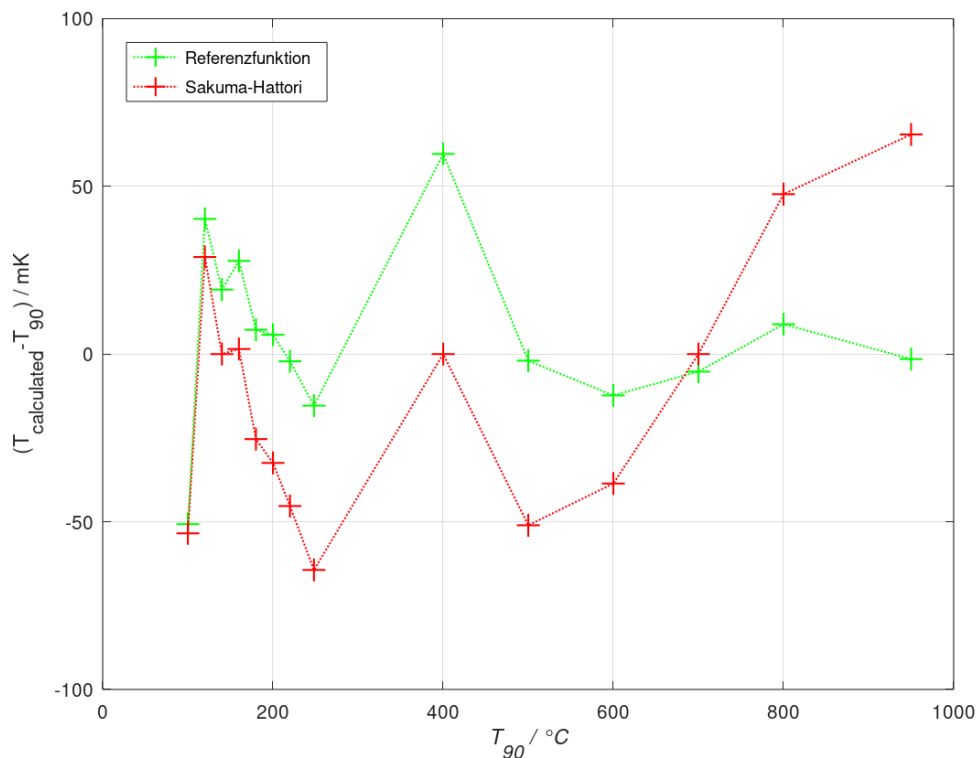


ABBILDUNG 4.1: Verlauf der Temperaturabweichungen der Referenzfunktion (grün) und der Sakuma-Hattori-Gleichung (rot) für das LF-IRRT III

Die quantitative Bezifferung der Modellqualität erfolgt mit dem arithmetischen

Mittelwert der Beträge der Temperaturabweichungen. Die Zusammenfassung der Temperaturabweichungen beider Modellbeschreibungen in Tabelle 4.4 endet mit dieser Qualitätsangabe in der letzten Zeile.

TABELLE 4.4: Einzel- und Mittelwerte der Temperaturabweichungen der Modellbeschreibungen des LF-IRRT III

$T_{90} / ^\circ\text{C}$	$T_{\text{Ref}} - T_{90} / \text{mK}$	$T_{\text{SaHa}} - T_{90} / \text{mK}$
100,045±0,032	−51	−53
120,034±0,059	40	29
140,030±0,065	19	0
160,025±0,074	28	2
180,032±0,075	7	−25
200,020±0,075	6	−32
220,068±0,076	−2	−45
248,232±0,077	−15	−64
400,083±0,018	60	0
500,059±0,021	−2	−51
600,023±0,026	−12	−39
699,998±0,044	−5	0
800,001±0,054	9	48
949,966±0,075	−2	65
	18	32

Eine qualitative Beschreibung der Modelle ist mit dem Verlauf des Fotostroms über der Temperatur auf Abbildung 4.2 auf der folgenden Seite gegeben. Aufgrund der mehrere Größenordnungen im Fotostrom umfassenden Verlaufes im Vergleich zur Größenordnung der Temperaturabweichungen ist die Unterscheidung der beiden Modelle weder im linear noch im logarithmisch skalierten Plot möglich.

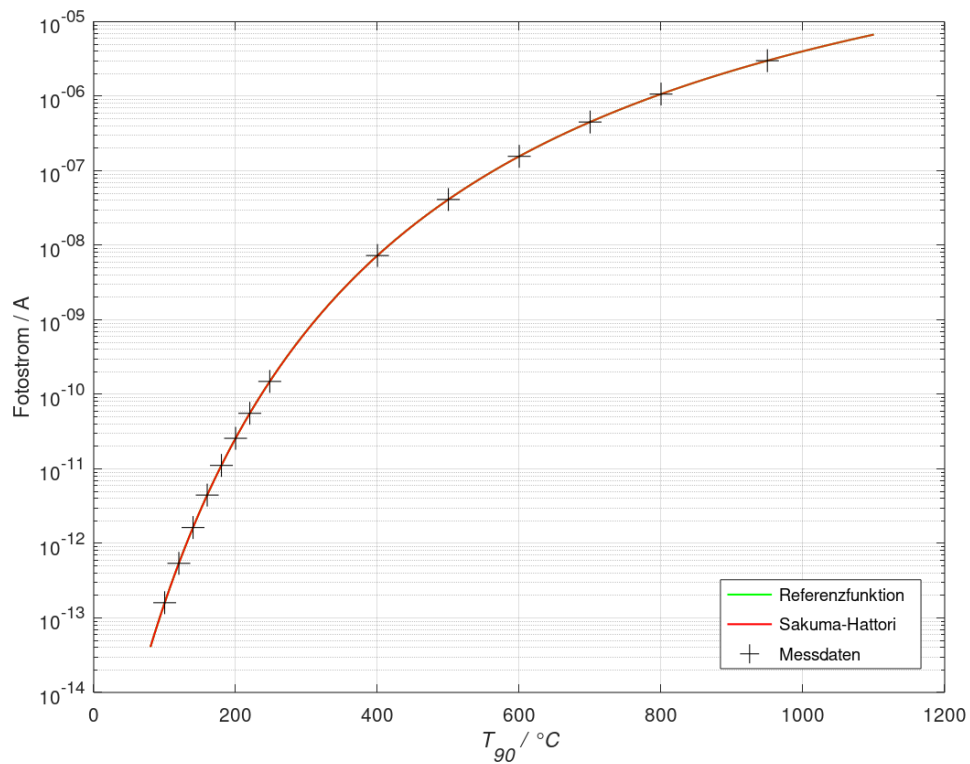
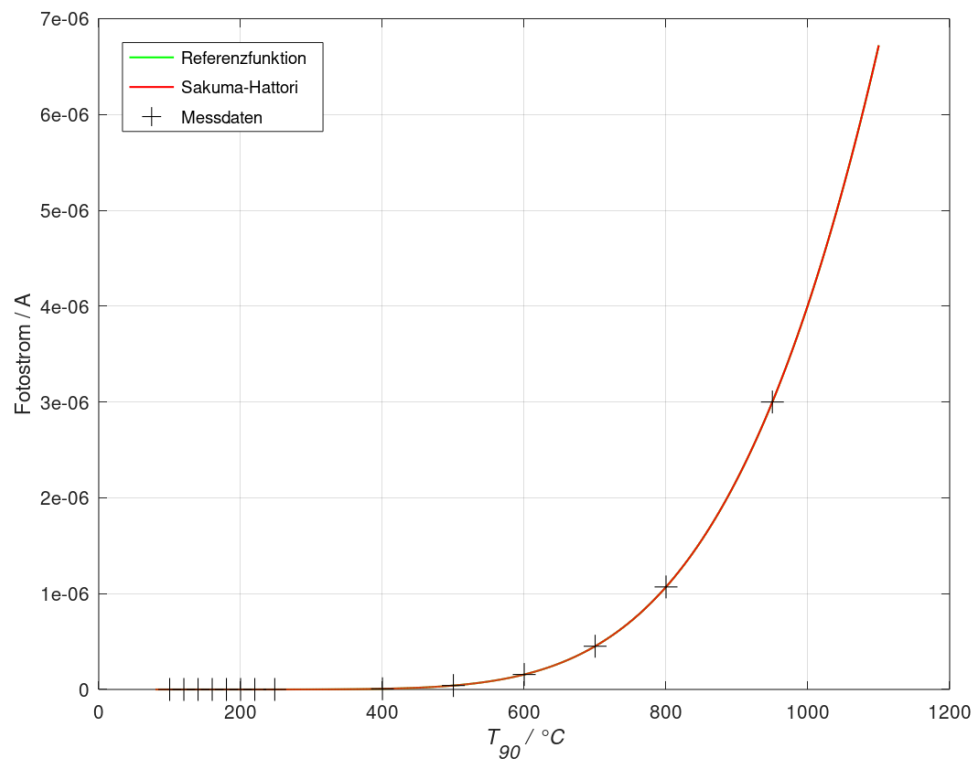


ABBILDUNG 4.2: Funktionsverläufe der Modellbeschreibungen des LF-IRRT III, linear und logarithmisch skaliert

4.4 Size-of-Source-Effekt (SSE)

Obwohl die Blendenanordnung des LF-IRRT III einen wohldefinierten Strahlkegel ergibt, der theoretisch nur den daraus resultierenden Messfleck auf die Fotodiode abbildet, hat die Umgebung des Messflecks einen Einfluss auf die gemessene Strahlungsleistung. Im Idealfall gelangt lediglich die Wärmestrahlungsleistung vom Messfleck, also einem Ausschnitt der strahlenden Oberfläche des Messobjektes, durch die Blendenanordnung zur Detektorfläche. Ein kleiner Teil der Strahlung, hauptsächlich aus der Umgebung des Strahlkegels, fällt jedoch bei jedem optischen Instrument durch Beugung und Streuung an der Aperturblende in den Strahlengang ein, passiert die Streulichtblenden und die Feldblende und leistet einen Beitrag zur gemessenen Strahlungsleistung. Dieser Beitrag ist in der Regel sehr klein, insbesondere im vorliegenden Fall des LF-IRRT III mit seinem spektralen Messbereich um $\lambda \approx 1,6 \mu\text{m}$ ist der Anteil der rund 23°C warmen Umgebung selbst im Grenzfall bei Verwendung einer 20 mm Quellenblende bei unter einem halben Prozent. Dieser Effekt heißt Size-of-Source-Effekt (SSE), er wird durch Variation des Quellenblendendurchmessers ermittelt und als relative Abweichung des Ausgangssignals bezogen auf das Ausgangssignal bei der größten Blende angegeben. Im theoretischen Idealfall entspricht die größte Blende mit dem höchsten Ausgangssignal einer unendlich ausgedehnten Fläche. In der experimentellen Realität kann die Blende höchstens dem Durchmesser der Kavität des Hohlraumstrahlers entsprechen. Die Blenden aller Hohlraumstrahler, die am Infrarot-Kameramessplatz und am Niedertemperaturmessplatz betrieben werden, stellen stets eine wohldefinierte Umgebung dar. Sie werden mit einem eigenen Thermostat auf 23°C temperiert und ihre Oberflächen sind jenseits der Blendenkante mit einem hochemissiven, schwarzen Speziallack (NEXTEL[®] Velvet-Coating 811-21, $\varepsilon \approx 0,98$) beschichtet. Das Ausgangssignal der Fotodiode, als äquivalente Größe zu seiner detektierten Strahlungsleistung, setzt sich also zusammen aus einem überwiegenden Anteil Wärmestrahlungsleistung vom Messfleck und einem kleinen Anteil von der überwiegend 23°C warmen Umgebung, dieser Anteilbetrachtung entspricht die Gleichung:

$$X_A(T, d) = \text{SSE}(d)X_A(T) + (1 - \text{SSE}(d))X_{A, \text{Umgebung}}.$$

Sie lässt sich umformen, in die Definitionsgleichung des SSE nach der 'direct method with correction of the background radiation' [46, Formel (8)]:

$$\begin{aligned} \text{SSE}(d) &= \frac{X_A(T, d) - X_{A, \text{Umgebung}}}{X_A(T) - X_{A, \text{Umgebung}}} \\ \Leftrightarrow \text{SSE}(d) &= \frac{\bar{I}_P(T, d) - I_{\text{Umgebung}}}{\bar{I}_P(T, d = 60 \text{ mm}) - I_{\text{Umgebung}}}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Der Fotostrom I_{Umgebung} entsteht, wenn lediglich die Umgebungsstrahlung bei Raumtemperatur zur Fotodiode gelangt. Der Fotostrom $\bar{I}_P(T, d)$ ist der arithmetische Mittelwert der Messungen bei Verwendung der jeweiligen Quellenblende vom Durchmesser d . Der SSE ist damit definiert als einheitenloser Skalar zwischen Null und Eins (üblicherweise sehr nahe Eins), der maßgeblich vom Verhältnis der

Quellenblende zum Messfleck und über einer Strahlertemperatur von $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ praktisch nicht mehr von der Umgebungstemperatur abhängt^[47]. Zur Untersuchung des SSE werden am Wasserwärmerohrstrahler in drei Zyklen Einschlussmessungen mit wechselnden Quellenblendendurchmessern durchgeführt. Die Messergebnisse in Tabelle 4.5 zeigen den Verlauf der Messungen, es werden jeweils 20 Messwerte aufgenommen, deren Mittelwerte $\bar{I}_P(T, d)$ angegeben sind. Alle Messungen werden im mittleren Größenordnungsbereich des Fotostroms von $1 \cdot 10^{-10}\text{ A}$ bei einer Strahlertemperatur von $240\text{ }^{\circ}\text{C}$ und einer Verstärkung von 10^9 durchgeführt. Die Schwankung der Strahlertemperatur über die Messungen hinweg ist zwar geringfügig, die Fotoströme werden dennoch mittels der Referenzfunktion auf die Strahlertemperatur der ersten Messung zu $\bar{I}_{P,\text{norm}}(T, d)$ normiert. Mit den arithmetischen Mittelwerten der normierten Fotoströme jedes Quellenblendendurchmessers $\bar{I}_P(T, d)$ wird nach Formel 4.2 der SSE berechnet. Er ist einerseits als Qualitätsmerkmal des Strahlungsthermometers zu interpretieren, andererseits findet er als Korrekturfaktor Verwendung, für den Fall, dass unterschiedlich große Strahlerdurchmesser beziehungsweise Strahlerflächen verglichen werden müssen. Der Verlauf des SSE kann der Abbildung 4.3 entnommen werden.

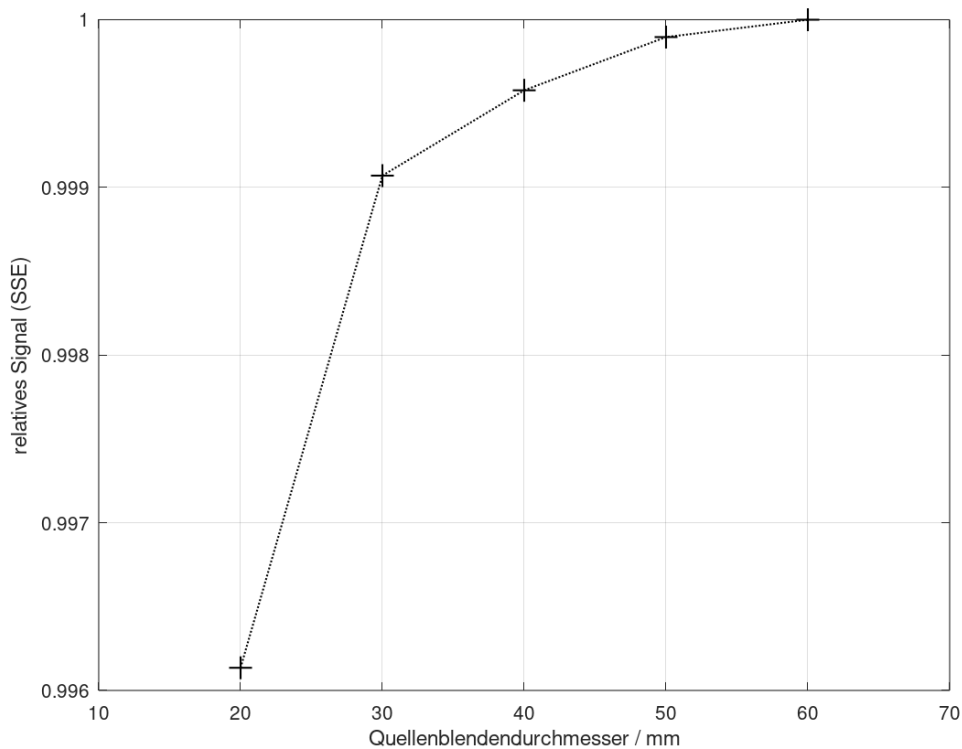


ABBILDUNG 4.3: Verlauf des SSE (dem relativen Signal) über dem Quellenblendendurchmesser

TABELLE 4.5: Messergebnisse zur Untersuchung des SSE, bestehend aus dem Blendendurchmesser d , der Strahlertemperatur T_{90} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und seinem auf die erste Messung normierten Wert $\bar{I}_{P,\text{norm}}(T, d)$

d / mm	T_{90} / °C	$\bar{I}_P(T, d)$ / A	$\bar{I}_{P,\text{norm}}(T, d)$ / A
60	240,087	$1,134\,778 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,778 \cdot 10^{-10}$
50	240,084	$1,134\,411 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,522 \cdot 10^{-10}$
60	240,085	$1,134\,729 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,789 \cdot 10^{-10}$
40	240,086	$1,134\,234 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,262 \cdot 10^{-10}$
60	240,088	$1,134\,738 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,693 \cdot 10^{-10}$
30	240,091	$1,133\,865 \cdot 10^{-10}$	$1,133\,705 \cdot 10^{-10}$
60	240,093	$1,134\,863 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,629 \cdot 10^{-10}$
20	240,092	$1,130\,645 \cdot 10^{-10}$	$1,130\,453 \cdot 10^{-10}$
60	240,090	$1,134\,782 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,651 \cdot 10^{-10}$
20	240,088	$1,130\,452 \cdot 10^{-10}$	$1,130\,392 \cdot 10^{-10}$
60	240,085	$1,134\,587 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,639 \cdot 10^{-10}$
30	240,087	$1,133\,636 \cdot 10^{-10}$	$1,133\,641 \cdot 10^{-10}$
60	240,087	$1,134\,729 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,727 \cdot 10^{-10}$
40	240,088	$1,134\,205 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,144 \cdot 10^{-10}$
60	240,091	$1,134\,739 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,590 \cdot 10^{-10}$
50	240,088	$1,134\,606 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,548 \cdot 10^{-10}$
60	240,089	$1,134\,750 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,674 \cdot 10^{-10}$
50	240,085	$1,134\,533 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,595 \cdot 10^{-10}$
60	240,086	$1,134\,613 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,654 \cdot 10^{-10}$
40	240,086	$1,134\,192 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,226 \cdot 10^{-10}$
60	240,085	$1,134\,442 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,510 \cdot 10^{-10}$
30	240,083	$1,133\,478 \cdot 10^{-10}$	$1,133\,628 \cdot 10^{-10}$
60	240,085	$1,134\,585 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,638 \cdot 10^{-10}$
20	240,087	$1,130\,563 \cdot 10^{-10}$	$1,130\,570 \cdot 10^{-10}$
60	240,087	$1,134\,701 \cdot 10^{-10}$	$1,134\,706 \cdot 10^{-10}$

4.5 Messunsicherheitsbudget

Die Zusammenstellung des Messunsicherheitsbudgets erfolgt nach dem GUM (Guide to the expression of uncertainty in measurement) ^[36] und beginnt mit der Modellierung aller fehlerbehafteten Einflussgrößen X_i auf die Zielmessgröße Y in Form einer Modellgleichung vom Typ

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N) . \quad (4.3)$$

Diese Gleichung ist üblicherweise nicht in eine direkt analytisch auswertbare Form überführbar. Sie muss den Messgrößen, den Messgrößenwandlungen und der numerischen Verarbeitung entsprechend in mehrere Anteile verschiedenen

Typs zerlegt, deren Teilunsicherheiten bestimmt und diese anschließend kombiniert werden [36, Kap.4.1]. Unterschieden werden Typ A Unsicherheiten, welche aus Messdaten abgeleitet werden und Typ B Unsicherheiten, welche als Erfahrungswerte vorliegen, aus Abschätzungen oder Datenblättern gewonnen werden oder als Kalibrierdaten der verwendeten Messtechnik vorliegen. Während Typ A Unsicherheiten nur normalverteilte, zufällige Abweichungen beschreiben, können Unsicherheiten vom Typ B auch systematische Abweichungen beinhalten. Im vorliegenden Fall hat die Modellgleichung die Form:

$$T = T_{\text{approx}}(I_{\text{P,hell}}(U_{\text{hell}}, R) - I_{\text{P,dunkel}}(U_{\text{dunkel}}, R)) . \quad (4.4)$$

Die Messunsicherheit der Spannungsmessung und die Unsicherheiten der Präzisionswiderstände werden zusammen als Unsicherheit der Strommessung $\mathbf{u}_{\text{Messung}}$ in der Einheit Ampere erfasst. Der Index „approx“ repräsentiert einen Approximationsalgorithmus der Messprozedur in LabView, der ebenfalls einen Beitrag $\mathbf{u}_{\text{approx}}$ zum Unsicherheitsbudget in der Einheit Ampere beiträgt. Zusammen werden die beiden Beiträge mit der Wienschen Näherung zu einem Temperaturunsicherheitsbeitrag \mathbf{u}_{LF} nach [37, Formel (8)] umgerechnet. Mit der NETD folgt der einzige Typ A Unsicherheitsbeitrag $\mathbf{u}_{\text{Rauschen}}$. Die Temperaturabweichung der Modellbeschreibung liefert einen weiteren Unsicherheitsbeitrag $\mathbf{u}_{\text{Modell}}$, ebenso die Unsicherheiten der Strahlertemperaturen \mathbf{u}_{BB} der verwendeten Wärmerohr-Hohlraumstrahler (Blackbodies, kurz: BB). Die kombinierte Messunsicherheit \mathbf{u}_{c} setzt sich wie folgt zusammen:

$$u_{\text{c}}(T) = \sqrt{u_{\text{c}}^2(T) + u_{\text{Rauschen}}^2(T) + u_{\text{Modell}}^2(T) + u_{\text{BB}}^2(T)} . \quad (4.5)$$

• $\mathbf{u}_{\text{Rauschen}}$

Dieser Beitrag wird aus den Messdaten an den Kalibrierpunkten gewonnen und ist als Typ A Unsicherheit nicht vom LF-IRRT III auf andere Strahlungsthermometer übertragbar. Er beinhaltet die Unsicherheiten aller Rauschleistungen (thermisches Rauschen, Quantenrauschen, Dunkelstromrauschen usw.) des Detektors, des I/U-Wandlers und des Digitalmultimeters und entspricht dem Unsicherheitsbeitrag $u_{17}(T_i)$ nach [37, Tabelle 1]. Zur besseren Übersicht wird dieser Unsicherheitsbeitrag als u_{Rauschen} bezeichnet.

Alle weiteren Unsicherheitsbeiträge sind vom Typ B, sie werden nach [36, Kap.4.3] berechnet und können auf vergleichbare Messaufbauten (Messgrößenwandlung, Referenzfunktion und Algorithmen) ohne vorliegende Messdaten übertragen werden.

• $\mathbf{u}_{\text{Messung}}$

Dieser Beitrag folgt aus der messtechnischen Erfassung des Hell-, sowie des Dunkelstroms. Entsprechend der Modellgleichung (4.4) ist T die zu messende Strahlungstemperatur und $I_{\text{P}}(T)$ der Fotostrom, welcher aufgrund des äußeren photoelektrischen Effektes in der Fotodiode entsteht. Dann ist:

$$I_{\text{P}}(U, R) = I_{\text{P,hell}} - I_{\text{P,dunkel}} = \frac{U_{\text{hell}}(I_{\text{P,hell}}(T)) - U_{\text{dunkel}}(I_{\text{P,dunkel}})}{R} \quad (4.6)$$

der Fotostrom, welcher aus der in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Kette von Messgrößenwandlungen resultiert und zur Approximation der Strahlungstemperatur weiterverarbeitet wird. Die Unsicherheiten der Präzisionswiderstände werden als Produkt der relativen Standardabweichung vom Fotostrom mit dem Nennwiderstand aus den Messdaten zur Bestimmung der Verstärkungsfaktoren des I/U-Wandlers abgeleitet. Aufgrund der multiplikativen Konstruktion der Verstärkungsfaktoren werden die relativen Unsicherheiten für R_{10^6} und darüber mit den Unsicherheiten der Vorgänger quadratisch aufaddiert, bevor sie mit ihrem Nennwiderstand zu u_R multipliziert werden.

$R =$	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}	Ω
$u_R =$	$7,786 \cdot 10^{-1}$	9,409	$4,413 \cdot 10^1$	$3,020 \cdot 10^3$	$2,024 \cdot 10^5$	$5,821 \cdot 10^5$	Ω

und der (Zweijahres-)Unsicherheit des Digitalmultimeters $u_U < 32$ ppm des Ablesewertes zuzüglich 2 ppm des Messbereiches^[48] ergibt sich für die Typ B Messunsicherheit von $I_P(U, R)$:

$$\begin{aligned}
 u_{\text{Messung}}^2(I_P(U, R)) &= \left(\frac{\partial I_P(U, R)}{\partial U_{\text{hell}}} \cdot u_U \right)^2 + \left(\frac{\partial I_P(U, R)}{\partial U_{\text{dunkel}}} \cdot u_U \right)^2 + \left(\frac{\partial I_P(U, R)}{\partial R} \cdot u_R \right)^2 \\
 &= \left(\frac{1}{R} \cdot u_U \right)^2 + \left(\frac{1}{R} \cdot u_U \right)^2 + \left(\frac{U_{\text{hell}} - U_{\text{dunkel}}}{R^2} \cdot u_R \right)^2 \\
 &= 2 \cdot \left(\frac{1}{R} \cdot u_U \right)^2 + \left(\frac{U_{\text{hell}} - U_{\text{dunkel}}}{R^2} \cdot u_R \right)^2. \tag{4.7}
 \end{aligned}$$

• u_{approx}

Dieser Beitrag beschreibt die Unsicherheit des Fotostroms aufgrund der numerischen Approximation. Mit der Referenzfunktion (3.5) wird iterativ die Temperatur T_{approx} an die zu messende Temperatur T angenähert, bis der zu T_{approx} gehörende Fotostrom I_{Ref} eine relative Abweichung, nicht größer als $\epsilon \in \mathbb{R}$ vom berechneten Fotostrom $I_P(U, R)$ aufweist. Die relative Abweichung entspricht der Abbruchbedingung des Approximationsalgorithmus, sie wurde mit $\epsilon = 1 \cdot 10^{-12}$ gewählt und wird durch Multiplikation mit $I_P(U, R)$ zu einer absoluten Unsicherheit in Ampere.

• u_{LF}

Die Unsicherheitsbeiträge u_{Messung} und u_{approx} sind Unsicherheiten des Fotostroms, sie werden wie folgt zur Messunsicherheit $u_{\text{LF}}(T)$ der Temperatur umgerechnet:

$$u_{\text{LF}}(T) = \frac{\sqrt{u_{\text{Messung}}^2(I_P(U, R)) + u_{\text{approx}}^2(I_P(U, R))}}{I_P(U, R)} \cdot \frac{\lambda T_{\text{approx}}^2}{c_2}$$

und mit weiteren Typ B Unsicherheitsbeiträgen derselben Einheit zur kombinierten Messunsicherheit u_c ergänzt.

• u_{Modell}

Die Temperaturabweichung der Modellbeschreibung des LF-IRRT III nach Tabelle 4.4 entspricht dem Interpolationsfehler $u_{18}(T)$ der Kalibriergleichung nach [37, Tabelle 1], dieser Unsicherheitsbeitrag wird hier als u_{Modell} bezeichnet.

• u_{BB}

Die Unsicherheiten der Strahlertemperaturen der verwendeten Wärmrohr-Hohlraumstrahler sind für die Schwerpunktwellenlänge $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ des LF-IRRT III abhängig von der Strahlertemperatur in Tabelle 4.6 aufgeführt, sie wurden der Messplatzdokumentation entnommen und entstammen ursprünglich einer aufwändigen Charakterisierung, wie sie für jede Strahlungsquelle der AG 7.32 durchgeführt wird.

TABELLE 4.6: Unsicherheiten u_{BB} ($k = 1$) der verwendeten Wärmrohr-Hohlraumstrahler bei $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$

H ₂ O-BB		Cs-BB		Na-BB	
$T_{90}/^{\circ}\text{C}$	$u(T_{90})/\text{mK}$	$T_{90}/^{\circ}\text{C}$	$u(T_{90})/\text{mK}$	$T_{90}/^{\circ}\text{C}$	$u(T_{90})/\text{mK}$
50	32	270	306	500	21
60	32	280	235	525	22
70	32	290	163	550	23
80	32	300	91	575	25
90	32	310	75	600	26
100	32	320	58	625	28
110	40	330	42	650	30
120	48	340	28	660	42
130	57	350	18	675	43
140	65	375	18	700	44
150	74	400	18	725	46
160	74	420	19	750	48
170	74	425	19	775	51
180	74	450	20	800	53
190	74	475	21	825	56
200	75	500	21	850	59
210	75	525	23	875	62
220	75	550	24	900	66
230	76	575	25	925	70
240	76	600	27	950	74
250	77	625	28	960	75
260	77	650	30		
270	78				

Im Vergleich zu den empirisch ermittelten Typ A Messunsicherheiten fallen die Typ B Messunsicherheiten ihren Intervalldefinitionen gemäß unstetig aus. Abschließend ergibt sich das Messunsicherheitsbudget für das LF-IRRT III, dargestellt in Tabelle 4.7 auf der folgenden Seite.

TABELLE 4.7: Messunsicherheitsbudget des LF-IRRT III, u_c beinhaltet die einfache Standardmessunsicherheit ($k = 1$), die theoretischen Werte für 80 °C sind auf eine Messzeit von einer Sekunde bezogen und mit einem * gekennzeichnet

$T_{90}/^{\circ}\text{C}$	u_{LF}/mK	$u_{\text{Rauschen}}/\text{mK}$	Messzeit/s	$u_{\text{Modell}}/\text{mK}$	u_{BB}/mK	u_c/mK
80	90	1982*	1*	18	32	1984
100	28	123	780	51	32	140
120	10	46	780	40	48	78
140	4	17	780	19	65	70
160	3	6	780	28	74	79
180	2	3	780	7	74	74
200	2	1	780	6	75	75
220	2	<1	780	2	75	75
248	6	<1	780	15	77	79
400	3	<1	780	60	18	63
500	3	<1	780	2	21	21
600	5	<1	780	12	26	29
700	6	1	780	5	44	29
800	6	<1	780	9	53	54
950	9	<1	780	2	74	75

Ein weiterer beachtlicher Beitrag beschreibt bei Bedarf den Drift über die Nutzungsdauer eines Jahres, er wird in [37, Tabelle 23] als $u_{19}(T)$ für die entsprechende Schwerpunktwellenlänge mit 87 mK bei $T_{90} = 500^{\circ}\text{C}$ angegeben. Der Drift ist für den die konkrete Transfermessung in der Regel nicht von Bedeutung, da die Vergleichsmessungen üblicherweise direkt aufeinander folgen. Für den Fall, dass ein Messergebnis mit Messungen aus der Vergangenheit verglichen werden soll, so ist es sinnvoll den Drift zu berücksichtigen.

4.6 Messung der Strahlertemperatur 80 °C

Die Referenzfunktion (3.5) des LF-IRRT III ergibt für eine Strahlungstemperatur von 80 °C einen Fotostrom in der Größenordnung von $4 \cdot 10^{-14}$ A. Da der Dunkelstrom des Gesamtsystems mit rund $5 \cdot 10^{-12}$ A zwei Größenordnungen darüber liegt, leuchtet sofort ein, dass die Messung dieser Temperatur eine besondere Herausforderung darstellt. In der Strahlungsthermometrie gibt es jedoch auch besondere Anwendungsfälle für die Schwerpunktwellenlänge $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$, die es rechtfertigen über besonders lange Messzeiten zu integrieren und dadurch die NETD in eine verwertbare Größenordnung zu reduzieren. Beispielsweise zeigt der spektrale Emissionsgrad diverser Stoffe bei geringeren Wellenlängen und tieferen Temperaturen deutlich höhere Variationen in Abhängigkeit von den Oberflächeneigenschaften des strahlenden Körpers. Diese Variationen können mit pyroelektrischen Sensoren, die üblicherweise zwischen $8 \mu\text{m}$ und $14 \mu\text{m}$ arbeiten, nicht erfasst werden.

Der praktische Messbereich eines Quantendetektors ist zu den niedrigeren Temperaturen hin durch seine Detektivität, beziehungsweise seine Rauschleistung, begrenzt. Daraus lässt sich die rauschleistungsbedingte Untergrenze der NETD bei gegebener Messzeit analog zu Formel 3.1 ableiten. Der Fotostrom wird dazu anhand der Referenzfunktion berechnet, die Standardabweichung des Mittelwertes vom Fotostrom leitet sich aus der Definition der normierten äquivalenten Rauschleistung ab und wird durch Multiplikation mit der Empfindlichkeit auf die Einheit des Fotostroms zurückgeführt. Die Messbandbreite Δf , die hier in der Definition der normierten äquivalenten Rauschleistung auftritt, ist der Kehrwert der Messzeit.

$$\text{NETD}(T) = \frac{P_{\text{R}\ddot{\text{a}},\text{n}} \sqrt{\Delta f} S_{\text{D}}}{I_{\text{Ref}}(T)} \cdot \frac{\lambda T^2}{c_2} \quad (4.8)$$

Bei der Betrachtung des Verlaufes dieser rauschleistungsbedingten Untergrenze zusammen mit den Kalibrierdaten auf Abbildung 4.4 fällt auf, dass die gemessene NETD über 180 °C bei rund 1 mK stagniert und darunter proportional zum Verlauf der berechneten, rauschleistungsbedingten Untergrenze ansteigt. Die gemessene NETD liegt in diesem Bereich durch die längere Messzeit von rund 13 Minuten ($\Delta f = 0,001\,282\text{ Hz}$) unter dem berechneten Verlauf, der auf eine Messbandbreite $\Delta f = 1\text{ Hz}$ (also eine Messzeit von einer Sekunde) bezogen ist. Die langen Messzeiten resultieren aus den konsequent gleich gehaltenen Messbedingungen zur möglichst hohen Vergleichbarkeit aller Kalibrierpunkte. Zu erwähnen ist noch, dass bei der Messung von Temperaturen ab 200 °C aufgrund der dazugehörigen Größenordnung des Fotostroms von rund $2,5 \cdot 10^{-11}\text{ A}$ die NETD schon bei Messzeiten von wenigen Sekunden im einstelligen Millikelvin-Bereich liegt.

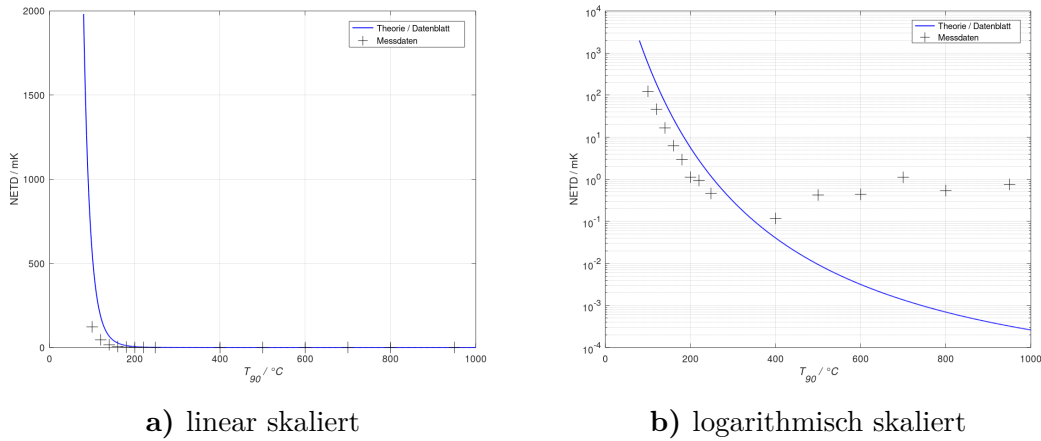


ABBILDUNG 4.4: Verlauf der rauschleistungsbedingten Untergrenze der NETD (blaue Linie) und gemessene NETD der Kalibrierpunkte des LF-IRRT III (schwarze Kreuze), aufgetragen über der Temperatur

Unter 100 °C wird das Detektorrauschen sprunghaft dominant, über 180 °C ist es vernachlässigbar. Bei 80 °C beträgt die NETD bei der normierten Messzeit von einer Sekunde rund 2 K, zu erwarten ist eine messtechnisch erreichbare NETD, welche um rund Faktor 2 geringer ist. Ein Messergebnis kann laut GUM als

signifikant bezeichnet werden, wenn der zu messende Wert innerhalb der zweifachen Standardunsicherheit (Erweiterungsfaktor $k = 2$) um das Messergebnis liegt [36, An.G.6.6]. Die strahlungsthermometrische Messung mit dem LF-IRRT III liefert demnach eine verwertbare Information, wenn bei einer praktikablen Messzeit (von unter fünf Minuten für ein Transferinstrument) eine Strahlungstemperatur gemessen werden kann, dessen Differenz $|T_{\text{Ref}} - T_{90}|$ zur Strahlertemperatur kleiner als $2 \cdot u_c$ ist, wobei die NETD (u_{Rauschen}) in diesem Temperaturbereich den dominanten Anteil zur Messunsicherheit beiträgt, alle anderen Unsicherheitsbeiträge sind hier nachrangig ($u_c \approx u_{\text{Rauschen}} = \text{NETD}$). Zur experimentellen Untersuchung werden drei Stichproben mit einer Messzeit von rund 4 Minuten (Integration über 24 Messungen) durchgeführt. Die Stichproben ergeben eine Strahlungstemperatur mit unterschiedlich hohen Abweichungen von der Strahlertemperatur in Tendenz nach oben. Die Abweichung der ersten Stichprobe liegt innerhalb der zweifachen, die beiden folgenden innerhalb der einfachen gemessenen NETD. Die kombinierte Messunsicherheit ($k = 1$), gemittelt über alle 80°C Messdaten, liegt bei $u_c(T_{90} = 80^\circ\text{C}) = 1224 \text{ mK}$. Damit sind die Messwerte signifikant, bei konkretem Bedarf an dieser Anwendung ist selbstverständlich eine Messstrategie mit längeren Integrationszeiten naheliegend.

TABELLE 4.8: Messergebnisse für 80°C , bestehend aus der Strahlertemperatur T_{SPRT} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, dem dazugehörigen arithmetischen Mittelwert des Fotostroms \bar{I}_P und der verwendeten Verstärkung des I/U-Wandlers

$T_{\text{SPRT}} / ^\circ\text{C}$	\bar{I}_P / A	Verstärkung / Ω
80,045	$4,575\,191 \cdot 10^{-14}$	10^{10}
80,042	$4,308\,974 \cdot 10^{-14}$	10^{10}
80,045	$4,349\,713 \cdot 10^{-14}$	10^{10}

Aus den Messergebnissen wird, wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, das Streumaß des Fotostroms $s(\bar{I}_P)$ und die NETD, sowie die ITS-90 rückgeführte Strahlertemperatur T_{90} abgeleitet. Die Strahlertemperaturen T_{90} sind in Tabelle 4.9 mit der einfachen Standardunsicherheit ($k = 1$) angegeben.

TABELLE 4.9: abgeleitete Größen der Messergebnisse für 80°C , bestehend aus der Strahlertemperatur T_{90} des Wärmerohr-Hohlraumstrahlers, der ermittelten Strahlungstemperatur T_{Ref} mit der dazugehörigen NETD und der resultierenden Temperaturabweichung

$T_{90} / ^\circ\text{C}$	$T_{\text{Ref}} / ^\circ\text{C}$	$s(\bar{I}_P) / \text{A}$	NETD / mK	$T_{\text{Ref}} - T_{90} / \text{mK}$
$80,038 \pm 0,032$	81,104	$2,537\,402 \cdot 10^{-15}$	769	1066
$80,035 \pm 0,032$	80,295	$2,295\,690 \cdot 10^{-15}$	739	260
$80,038 \pm 0,032$	80,365	$2,493\,373 \cdot 10^{-15}$	795	327

4.7 Vergleich mit dem Vorgängermodell

Das Ziel der Erweiterung des Temperaturmessbereiches ist mit der Messbarkeit von Strahlungstemperaturen von 80 °C für besondere Grenzfälle erreicht worden. Dem Messunsicherheitsbudget des LF-IRRT III (Tabelle 4.7) kann entnommen werden, dass Strahlungstemperaturen bis hin zu 100 °C für den regelmäßigen Betrieb als Transferinstrument problemlos messbar sind. Die Einordnung der Erweiterung des Temperaturmessbereiches soll anhand eines Vergleiches zu seinem Vorgänger, dem LF-IRRT II erleichtert werden. In Tabelle 4.10 sind dazu die Temperaturabweichungen der beiden Strahlungsthermometer gegenübergestellt.

TABELLE 4.10: Vergleich der Temperaturabweichungen der Modellbeschreibungen des LF-IRRT III (links) zum LF-IRRT II (rechts)

$T_{90} / ^\circ\text{C}$	$T_{\text{Ref}} - T_{90} / \text{mK}$	$T_{\text{Ref}} - T_{90} / \text{mK}$
	LF-IRRT III	LF-IRRT II
100,045±0,032	−51	
120,034±0,059	40	
140,030±0,065	19	
156,065±0,074		748
160,025±0,074	28	
180,032±0,075	7	
200,020±0,075	6	
220,068±0,076	−2	
232,081±0,076		59
248,232±0,077	−15	
400,083±0,018	60	
420,067±0,019		−15
500,053±0,021		−8
500,059±0,021	−2	
600,023±0,026	−12	
660,068±0,042		−1
699,998±0,044	−5	
800,001±0,054	9	
810,064±0,054		65
949,966±0,074	−2	
960,079±0,075		141

Der starke Anstieg der Temperaturabweichungen zu den niedrigeren Temperaturen hin beginnt beim LF-IRRT II bei rund 150 °C, wohingegen dieser Anstieg beim LF-IRRT III erst bei rund 100 °C einsetzt.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt das Design und den Aufbau, sowie ausführlich die Charakterisierung eines hochempfindlichen Strahlungsthermometers im Temperaturbereich von 80 °C bis 950 °C.

Die Arbeitsbestandteile wurden wie folgt behandelt:

- Aufbau und Inbetriebnahme des Strahlungsthermometers

Das Strahlungsthermometer basiert auf einer TE gekühlten InGaAs-Fotodiode bei einer Detektortemperatur von -20 °C und arbeitet bei einer Schwerpunktwellenlänge von $\lambda \approx 1,6\text{ }\mu\text{m}$. Es wurde schrittweise in seinen beschriebenen Funktionskomponenten geprüft und montiert. So wurden beispielsweise die Wasserkühlkreisläufe der Detektoraufnahme und des Optiktubus auf Dichtheit geprüft, bevor weitere Komponenten verbaut wurden. Des Weiteren wurde die Transmission des Interferenzfilters spektral vermessen um mögliche Mängel vorab auszuschließen.

- Bestimmung der Widerstandsverhältnisse des I/U-Wandlers

Mit separaten Messreihen wurden die Verhältnisse der Präzisionswiderstände und damit die Verhältnisse der Verstärkungsfaktoren des I/U-Wandlers bestimmt. Dabei wurde der (sehr geringe) Temperaturdrift der Wärmerohr-Hohlraumstrahler berücksichtigt.

- Durchführung von Messungen an den Wärmerohr-Hohlraumstrahlern

Es wurden drei Wärmerohr-Hohlraumstrahler verwendet, die den zu charakterisierenden Temperaturbereich von 80 °C bis 950 °C abdecken. Die Kalibrierpunkte umfassen die Strahlertemperaturen der Wärmerohr-Hohlraumstrahler, den dazugehörigen Fotostrom des LF-IRRT III und den verwendeten Verstärkungsfaktor des I/U-Wandlers.

- Charakterisierung des Strahlungsthermometers durch Bestimmung der Referenzfunktion und Vergleich mit einer etablierten Näherungsmethode

Die Parametrierung der erarbeiteten Referenzfunktion, basierend auf dem Planckschen Strahlungsgesetz, liefert eine geringstmögliche mittlere Temperaturabweichung von der ITS-90. Im Vergleich der neuen Referenzfunktion mit der Sakuma-Hattori-Gleichung (dem aktuellen Standardverfahren) wird offenbar, dass mit dem neuen Ansatz geringere Temperaturabweichungen realisierbar sind. Für den charakterisierten Messbereich ist das Strahlungsthermometer als Standardtransfermessinstrument hervorragend geeignet.

- Untersuchung und Bestimmung des Size-of-Source-Effektes

Der Size-of-Source-Effekt des Strahlungsthermometers wurde zur Korrektur des Fotostroms bei der Messung von Strahlungsquellflächen mit einem Durchmesser von 20 mm aufwärts gemessen. Die Werte des LF-IRRT III stimmen im Rahmen der Messunsicherheit mit denen seines Vorgängers überein.

- Bestimmung der Messunsicherheiten und Aufstellung des Messunsicherheitsbudgets

Die Beiträge zur Messunsicherheit wurden im Einzelnen beschrieben, beziffert und eingeordnet. Ein vollständiges Messunsicherheitsbudget für den Transferbetrieb wurde aufgestellt. Die Ergebnisse in diesem Teil der Arbeit sind für den kommenden Betrieb des Strahlungsthermometers als Transferinstrument unbedingt notwendig. Zusammen mit dem Nachweis der Messbarkeit der Strahlungstemperatur 80 °C als besonderen Anwendungsfall des LF-IRRT III und der Erweiterung des Temperaturmessbereich für den regelmäßigen Transferbetrieb auf von 150 °C auf 100 °C stellt das Messunsicherheitsbudget einen wesentlichen wissenschaftlichen Mehrwert dar.

- Nachweis der Messbarkeit der Strahlungstemperatur 80 °C

Die Messbarkeit von Strahlungstemperaturen bis hin zu 80 °C wurde nachgewiesen und der besondere Charakter dieses Anwendungsfalles erläutert.

5.2 Ausblick

Im Kontext der erzielten Ergebnisse erscheint die Überarbeitung eines weiteren im Labor vorhandenen Strahlungsthermometers, dem 'LB-IRRT' (mit der Bedeutung 'lens based infrared radiation thermometer'), sehr aussichtsreich. Das LB-IRRT basiert, wie das LF-IRRT II, auf einer rund 20 Jahre alten InGaAs-Fotodiode, es ist also zu erwarten, dass hier ebenfalls von der Weiterentwicklung der Fotodioden profitiert werden kann.

Zur Verbesserung des LF-IRRT III selbst sind drei Ansätze besonders naheliegend:

Die Fotodiode des LF-IRRT III ist für Temperaturen weit über 950 °C hinaus hervorragend empfindlich, einer Erweiterung des Messbereiches zu höheren Temperaturen steht daher nichts im Weg. Dies kann in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe 7.31 (Hochtemperaturskala) an entsprechenden Schwarzkörperstrahlern für Temperaturen oberhalb des Silberpunktes (962 °C) realisiert werden. Eine Verbesserung der Charakterisierung des LF-IRRT III kann mittels einer spektralen Kalibrierung erreicht werden. Mit dem Strahldichtekomparator-Messplatz der AG 7.31 ist die Realisierbarkeit dazu in der PTB Berlin gegeben. Abschließend ist die Verbesserung der NETD, also des Gesamtrauschens des Systems, ein sehr lohnendes Ziel. Zu diesem Zweck sind unter Anderem Untersuchungen zu alternativen Messstrategien mit dem LF-IRRT III geplant.

Literaturverzeichnis

- [1] Geschichte von PTR und PTB
<https://www.ptb.de/cms/ueber-uns-karriere/ueber-uns/geschichte-von-ptr-und-ptb.html>
aufgerufen am 03.10.2019
- [2] PTB Arbeits- und Forschungsprogramm 2018 – 2020
https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/allgemeine_dokumente/arbeits_und_forschungsprogramm.pdf
aufgerufen am 03.10.2019
- [3] PTB
Arbeits- und Forschungsprogramm 2018 – 2020
https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/allgemeine_dokumente/arbeits_und_forschungsprogramm.pdf
aufgerufen am 03.10.2019
- [4] Guide to the Realization of the ITS-90 – Introduction
https://www.bipm.org/utils/common/pdf/ITS-90/Guide ITS-90_1_Introduction_2018.pdf
aufgerufen am 03.10.2019
- [5] Resolution 3 of the 13th CGPM (1967)
<https://www.bipm.org/en/CGPM/db/13/3/>
aufgerufen am 03.10.2019
- [6] Resolution 4 of the 13th CGPM (1967)
<https://www.bipm.org/en/CGPM/db/13/4/>
aufgerufen am 03.10.2019
- [7] Resolution 1 of the 26th CGPM (2018)
<https://www.bipm.org/en/CGPM/db/26/1/>
aufgerufen am 03.10.2019
- [8] Traceable Temperatures
An Introduction to Temperature Measurement and Calibration
J. V. Nicholas; D. R. White
Second Edition
John Wiley & Sons Ltd 2001
ISBN: 0-471-49291-4
- [9] Thermodynamic and practical temperature scales
<https://www.bipm.org/en/measurement-units/history-si/>

- [temperature-scales/](#)
aufgerufen am 03.10.2019
- [10] Guide to the Realization of the ITS-90 – Radiation Thermometry
https://www.bipm.org/utils/common/pdf/ITS-90/Guide ITS-90_6_RadiationThermometry_2018.pdf
aufgerufen am 03.10.2019
- [11] Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum
Max Planck
Verhandlungen der DPG (Bd.2 S.237–245) 1900
<https://doi.org/10.1002/andp.19013090310>
aufgerufen am 03.10.2019
- [12] The Nobel Prize in Physics 1918
<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1918/summary/>
aufgerufen am 03.10.2019
- [13] Guide to the Realization of the ITS-90 – Vapour Pressure Scales and Pressure Measurements
https://www.bipm.org/utils/common/pdf/ITS-90/Guide ITS-90_3_VPS_p_2018.pdf
aufgerufen am 03.10.2019
- [14] Guide to the Realization of the PLTS-2000
<https://www.bipm.org/en/committees/cc/cct/guide-plts2000.html>
aufgerufen am 03.10.2019
- [15] Handbuch der Technischen Temperaturmessung
Frank Bernhard (Hrsg.)
2. Auflage
Berlin Heidelberg: Springer Vieweg 2014
ISBN: 978-3-642-24505-3
- [16] Essai d’une manière de déterminer les masses relatives des molécules élémentaires des corps, et les proportions selon lesquelles elles entrent dans les combinaisons
Lorenzo Romano Amadeo Carlo Avogadro
Journal de physique, de chimie, d’histoire naturelle et des arts. (Bd.73 S.58–76) 1811
- [17] Thermal Agitation of Electricity in Conductors
John Bertrand Johnson
Physical Review (Bd.32 Nr.1 S.97–109) 1928
- [18] Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors
Harry Theodor Nyquist
Physical Review (Bd.32 Nr.1 S.110–113) 1928
- [19] Über das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht

- Gustav Robert Kirchhoff
Annalen der Physik (Nr.109 S.275–301) 1860
- [20] Experimentalphysik 2
Elektrizität und Optik
Wolfgang Demtröder
Berlin, Heidelberg: Springer 2005
ISBN: 3-540-20210-2
- [21] Experimentalphysik 3
Atome, Moleküle und Festkörper
Wolfgang Demtröder
Berlin, Heidelberg: Springer 2005
ISBN: 3-540-21473-9
- [22] Remarks upon the Law of Complete Radiation
John William Strutt, 3. Baron Rayleigh
Philosophical Magazine (Bd.49 S.539–540) 1900
- [23] On the partition of energy between matter and Aether
James Jeans
Philosophical Magazine (Bd.10 S.91–98) 1905
- [24] Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers
Wilhelm Wien
Annalen der Physik (Nr.294 S.662–669) 1896
- [25] Wärme- und Stoffübertragung
Hans Dieter Baehr; Karl Stephan
8., aktualisierte Auflage
Berlin Heidelberg: Springer Vieweg 2013
ISBN: 978-3-642-36557-7
- [26] Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur
Josef Stefan
Wien, Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften (Bd.79 S.391–428) 1879
- [27] Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie
Ludwig Boltzmann
Annalen der Physik und Chemie (Nr.22 S.291–294) 1884
- [28] Photometria, sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae
Johann Heinrich Lambert
Augsburg 1760 – deutsch in: Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 31–33, Leipzig: Engelmann 1892
- [29] Eine neue Beziehung der Strahlung schwarzer Körper zum zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie
Wilhelm Wien

- Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften
Berlin: Verl. d. Kgl. Akad. d. Wiss. (Erster Halbband 1893, S.55–62) 1893
- [30] Wien wavelength displacement law constant in CODATA
<https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?bwien>
aufgerufen am 03.10.2019
- [31] Ga_{0.47}In_{0.53}As: A ternary semiconductor for photodetector applications
Thomas Pearsall
IEEE Journal of Quantum Electronics (vol.16 iss.7)
<https://doi.org/10.1109/JQE.1980.1070557>
aufgerufen am 03.10.2019
- [32] Datasheet of 'G12180' Series InGaAs PIN photodiodes
Hamamatsu Photonics K.K.
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/g12180_series_kird1121e.pdf
aufgerufen am 03.10.2019
- [33] Datenblatt 'Lauda ECO RE420'
LAUDA DR. R. WOBSE & CO. KG
<https://www.lauda.de/pimimport/assets/context/pdmarticle/84/8451/8451/attachments/Export.8451.2018-10-23-16-32-15.391571ad.pdf>
aufgerufen am 03.10.2019
- [34] The measurement of directional spectral emissivity in the temperature range
from 80 °C to 500 °C at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt
Christian Monte, Jörg Holland
High Temperatures – High Pressures (vol.39 iss.2 S.151–164) 2010
- [35] Technical Data Sheet of 'TRT II'
HEITRONICS Infrarot Messtechnik GmbH
https://www.heitronics.com/fileadmin/content/Technische_Datenblaetter/TRT_II_Datenblatt_EN_01.pdf
aufgerufen am 13.11.2019
- [36] GUM (Guide to the expression of uncertainty in measurement)
https://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf
aufgerufen am 21.11.2019
- [37] Uncertainty Budgets for Calibration of Radiation Thermometers below the
Silver Point
Joachim Fischer (PTB) et al.
https://www.bipm.org/wg/CCT/CCT-WG5/Allowed/Miscellaneous/Low_T_Uncertainty_Paper_Version_1.71.pdf
aufgerufen am 03.10.2019

-
- [38] Ein Rechenverfahren zur Auswertung pyrometrischer Messungen
H.J. Jung; J. Verch
Optik 38 (S.95–109) 1973
- [39] Establishing a practical temperature standard by using a narrow-band radiation thermometer with a silicon detector
Fumihiko Sakuma; Susumu Hattori
Temperature: its Measurement and Control in Science and Industry (vol.5 S.421–427)
New York: American Institute of Physics 1982
- [40] Physical basis of interpolation equations for radiation thermometry
Peter Saunders; D.Rod White
Metrologia (vol.40 S.195–203) 2003
- [41] Numerik für Ingenieure und Naturwissenschaftler
Wolfgang Dahmen; Arnold Reusken
Berlin Heidelberg: Springer-Verlag 2006
ISBN: 978-3-540-25544-4
- [42] An InGaAs radiation thermometer with an accurate reference function as transfer standard from 150°C to 960°C
Berndt Gutschwager; Joachim Fischer
Proceedings of TEMPMEKO '99, 7th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science (S.567–572)
- [43] A Method for the Solution of Certain Non-Linear Problems in Least Squares
Kenneth Levenberg
Quarterly of Applied Mathematics 1944 (vol.2 iss.2 S.164–168)
- [44] An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters
Donald Marquardt
SIAM Journal on Applied Mathematics 1963 (vol.11 iss.2 S.431–441)
- [45] Levenberg-Marquardt nonlinear regression
Octave Forge, Paket optim
<https://octave.sourceforge.io/optim/function/leasqr.html>
aufgerufen am 17.11.2019
- [46] System for the determination of the size-of-source effect of radiation thermometers with the direct reading of temperature
Igor Pušnik; Goran Grgić; Janko Drnovšek
Measurement Science and Technology, (vol.17 num.6) 2006
- [47] Size of Source Effect and temperature uncertainty II: low temperature systems
Graham Machin; Mohamed Ibrahim
Proceedings of TEMPMEKO '99, 7th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science (S.687–692)

- [48] Keithley 2010 Low-Noise Multimeter Specifications
https://download.tek.com/document/SPEC-2010G_Nov_2018.pdf
aufgerufen am 17.11.2019